PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 5. 1. März 1910. Redaktionsschluß für No. 6 am 7. März 1910. 11. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. Baerwald, Messung der Absorption von Kathodenstrahlen in Gasen mit Hilfe der Sekundärstrahlung. S. 145.

A. Righi, Die magnetischen Strahlen. S. 158.

J. Herweg, Über die Fortpflanzungsrichtung der von Röntgenstrahlen ausgelösten sekundären Kathodenstrahlen. S. 170.

J. Stark, Über die Kanalstrahlen im parallelen elektrischen Feld. S. 171.

J. Stark, Zur experimentellen Entscheidung zwischen Lichtquantenhypothese und Ätherwellentheorie. II. Sichtbares und ultraviolettes Spektrum. S. 179.

W. Dietrich, Über die Leitfähigfähigkeit elektrischer Isolatoren und ihre Änderung durch Licht, Feuchtigkeit, Temperatur usw. S. 187.

C. Negro, Über die Radioaktivität des Taues. S. 189.

F. Giesel, Über Polarisationserscheinungen an flüssigen Kristallen der Cholesterinester. S. 192.

L. Gabelli, Experimenteller Beitrag zur Kenntnis der Modalitäten des Bruchs von Glasgegenständen. II. S. 193.

Vorträge und Reden:

F. Ahlborn, Hydrodynamische Experimentaluntersuchungen. S. 201.

Besprechungen:

W. Foerster, Über Zeitmessung und Zeitregelung. S. 206.

Koppe-Husmanns Lehrbuch der Physik. S. 207.

L. Tesar, Die Mechanik. S. 207.

F. Rost, Flugapparate. S. 207.

A. Reichelt, Die Prüfung der Konstruktionsstoffe für den Maschinenbau. S. 208.

F. Neesen, Hörbare, sichtbare, elektrische und Röntgenstrahlen. S. 208.

M. Abraham, Elektromagnetische Theorie der Strahlung. S. 208.

Berichtigungen. S. 208.

Personalien. S. 208.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Messung der Absorption von Kathodenstrahlen in Gasen mit Hilfe der Sekundärstrahlung.

Von H. Baerwald.

Inhalt: 1. Einleitung; 2. Der Apparat; 3. Methode; 4.—6. Diskussion ihrer Voraussetzungen; 7.—9. Diskussion ihrer Fehler; 10. Gesamtkritik; 11. Messungen, Allgemeines; 12. Luft; 13. Wasserstoff; 14. Stickstoff; 15. Sauerstoff; 16. Stickstoffoxydul; 17. Kohlenoxyd; 18. Kohlensäure; 19. Schweflige Säure; 20. Zusammenstellung und Schluß.

1. Das Prinzip der Methode, die Absorption von Kathodenstrahlen in Gasen zu messen, über deren Ergebnisse das Folgende berichtet, ist die von ihnen in Gasen ausgelöste Sekundärstrahlung. In den grundlegenden Arbeiten des Herrn Lenard[1]) wurden die Messungen mit Hilfe der Phosphoreszenz durchgeführt, an deren Stelle Herr Becker[2]) die elektrometrische setzte. Die Resultate stimmen im wesentlichen überein, d. h. die Werte der Absorptionskoeffizienten von Körpern, deren Dichte von der des Wasserstoffs bis zu der des Goldes variiert, haben, auf Luft bezogen, annähernd den gleichen Wert. Der Absorptionskoeffizient für Luft wurde von Herrn Becker gegenüber dem früheren Wert nur etwa halb so groß gefunden, und in demselben Verhältnis stehen die anderen Resultate.

Die vorliegenden, von Herrn Lenard angeregten Messungen, welche nur an Gasen durchgeführt wurden, bringen eine Bestätigung der von Herrn Becker gewonnenen Resultate, damit aber auch zugleich eine Bestätigung des meinen Messungen zugrunde liegenden Satzes von der Proportionalität zwischen Sekundärstrahlung und Intensität der Primärstrahlen[1]). Als Grundlage für die Ausbildung der Methode sind freilich zwei Sätze anzusehen, nämlich außer dem eben erwähnten noch der von der Konstanz des Verhältnisses von Absorptionsvermögen und Druck. Letzterer darf als der mit größerer Sicherheit begründete betrachtet werden und kann ersterem zur Voraussetzung dienen. Wenn sich nun zeigt und graphisch in einfacher Weise darstellen läßt, daß bei dieser Voraussetzung der Mc Lennansche Satz zu Recht besteht, so ist für beide eine neue Stütze gewonnen. Es erweist sich, daß die Gültigkeit der Sätze für den hier in Frage kommenden, bis zu einer Atmosphäre gehenden Druckbereich besteht und den Absorptionskoeffizienten eines Gases zu einem innerhalb seiner Grenzen eindeutigen macht.

Andeutungen von Abweichungen einerseits in der Gegend niedrigster Drucke, andererseits solcher von etwa 400 mm *Hg* an aufwärts, waren bei dichteren Gasen vorhanden, doch zeigte ein näheres Eingehen, daß zu ihrer Erklärung nicht sowohl die Ungültigkeit jener beiden Sätze außerhalb der eben genannten Grenzen, als vielmehr eine, durch die Versuchsanordnung selbst verursachte Störung heranzuziehen war.

1) P. Lenard, Wied. Ann. 51, 225, 1894 und Wied. Ann. 56, 255, 1895.

2) A. Becker, Ann. d. Phys. 17, 381, 1905.

1) J. C. Mc Lennan, Zeitschr. f. phys. Chemie 37, 513, 1901.

2. Den für die Messungen dienenden Apparat zeigt Fig. 1. Die im Kathodenrohr K erzeugten Strahlen treten durch das Fenster F in den zur Aufnahme der Gase bestimmten Raum des Rohres R. Hier haben die Kathodenstrahlen bis zu den Sonden A_1 und A_2 die Wege r_1 und r_2 zurückzulegen, gelangen dann durch die Fensterverschlüsse F_1 und F_2 in den Innenraum der Sonden und rufen in der sie füllenden Luftmasse von Atmosphärendruck Sekundärstrahlung hervor. Die Gesamtmenge der durch sie gebildeten Träger eines Vorzeichens — und zwar

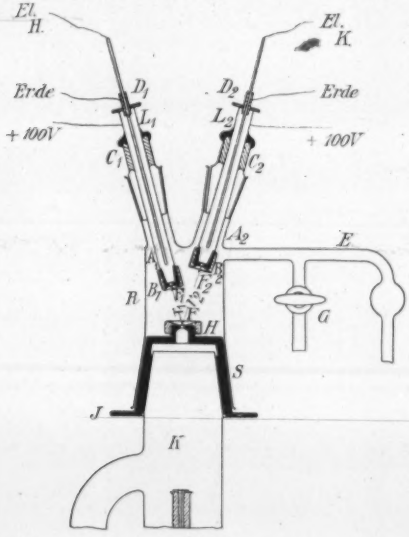


Fig. 1.

waren es in den Messungen die positiven — geben in den Sonden ihre Elektrizitätsmenge ab, deren Betrag zwei Thomsonsche Quadrantelektrometer anzeigen.

Die Verschlußkappe S des Vakuumrohrs dient zugleich als Schliffaufsatz für das Beobtungsrohr R. Der 5 mm starke Messinghohlkonus ist innen und außen geschliffen. J ist ein Scheibenansatz, der dazu dient, die Versuchsanordnung für optische Methoden geeignet zu machen. Das Fenster, 1,5 mm im Durchmesser, befindet sich bei F. Die Dichtung des Aluminiumabschlusses ist durch Verschraubung, die Überwurfmutter H, erreicht[1]), welche, um den Verlust an Strahlen zu vermeiden, in weitem, flachem Trichter sich nach oben öffnet und an seinem Grunde eine Bohrung von 3 mm besitzt.

1) W. Wien, Wied. Ann. **65**, 440, 1898.

Die beiden Sonden (Fig. 2) sind radial zum Kathodenrohrfenster als Mittelpunkt gestellt, mit einer Neigung von 15° zur Mittellinie. (Bei den Hauptversuchen etwas abgebogen, s. Nr. 7.) Sie bestehen aus 9—10 cm langen, 8 mm im Durchmesser messenden Messingröhren A, die oben bei B Gewindeköpfe von der gezeichneten Form tragen, mit Fensterlöchern von 1,5 mm Durchmesser. Hier sind die Aluminiumverschlüsse gegen inneren Überdruck zu dichten, was durch die Unterlegscheiben C und die Überwurfmuttern D geschieht. Beide Stücke sind ohne Absatz, um auch hier Strahlenverlust zu vermeiden, in einer und derselben, sehr breit sich öffnenden Kegelfläche ausgedreht. Die Bohrung am Grunde der Unterlegscheibe ist auch hier, wie beim Vakuumrohrverschluß, etwas größer als das

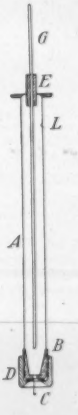


Fig. 2.

Fenster selbst gehalten. Der Stab G ist im Deckel E und dieser am Sondenrohr mittels Siegellack festgekittet. Das in den Deckel eingelötete Röhrchen soll dem Stab Festigkeit geben und zugleich ein Überkriechen der Ladung des Rohrs auf den Stab G verhüten. Bei L, dicht unter dem Deckel, befindet sich im Rohr ein 0,5 mm großes Loch zur Kommunikation des Innern mit der Atmosphäre.

Wie schon hervorgehoben, wurde das Rohr auf eine Spannung von +100 Volt gebracht, und zwar durch eine 50zellige Akkumulatorenbatterie. Die positive Spannung wurde gewählt, um wirklich nur die durch Sekundärstrahlung gebildeten Träger zu messen und von denjenigen, welche durch Anlagerung von negativen Elementarquanten entstehen, unabhängig zu sein. Daß der Betrag von 100 Volt zur Erreichung des Sättigungsstromes bei den gewählten Sondendimensionen

genügt, hatte eine frühere Arbeit[1]) gezeigt. Der Deckel E war geerdet, G mit einem Quadrantelektrometer verbunden. Die Sonden waren durch Siegellack und Picein luftdicht in die Schliffstücke C_1 und C_2 (Fig. 1) eingekittet, der Abstand ihrer Fenster von dem des Vakuumrohres also als ein fest bestimmter gegeben. Die Löcher L befanden sich noch oberhalb der Kittstellen. Die Zuleitungen zu den Elektrometern waren in geerdete Hüllen gelegt und besonders die Verbindungsstellen an den Enden der Stäbe G sorgfältig geschützt. Die Versuchsanordnung war gänzlich störungsfrei, wofern nur Sorge getragen wurde, daß die Länge der Zuleitungsdrähte von der Spannungsbatterie zu den Sonden und der innere Widerstand der Batterie gering war.

Das Beobachtungsrohr trug außer den beiden Schliffansätzen für die Sonden noch eine Barometerrohrabzweigung E (Fig. 1), an dessen wagerechtem Verbindungsstück sich der zur Pumpe bzw. zum Gasometer führende Hahn G befand. Für das Kathodenrohr stand eine Gaedesche Quecksilberluftpumpe, für das Beobachtungsrohr eine Gaedesche Kapselpumpe zur Verfügung, die für den vorliegenden Zweck vollkommen genügte und den Vorzug eines schnellen und gleichmäßigen Arbeitens bot.

3. Nach Lenards[2]) Entwicklungen ist die Abnahme der Kathodenstrahlintensität durch zwei Faktoren bedingt. Einmal ist die Intensität dem Quadrate der Entfernung von der Strahlenquelle, sofern diese, wie im vorliegenden Falle, als eine punktförmige gegeben ist, umgekehrt proportional, während die Wirkung der Absorption der Strahlen seitens des Gases in einer Exponentialfunktion zum Ausdruck kommt, welche in der Konstanten des Exponenten den Absorptionskoeffizienten enthält.

Nennen wir also J_0 die Anfangsintensität der Strahlen, d. h. diejenige, welche dem Fenster des Vakuumrohrs entströmt, J_1 und J_2 diejenigen Teile ihres Betrages, die am Fenster der vorderen bezw. hinteren der beiden Sonden ankommen, k_1 und k_2 zwei, den Bau und die Wirkungsweise der Sonden charakterisierende Faktoren, a den Absorptionskoeffizienten des betreffenden Gases beim Drucke p, a_0 denjenigen beim Drucke 1 mm Hg, so werden die Beträge der an den Sondenfenstern wirksamen Strahlintensitäten durch die Beziehungen

$$J_1 = \frac{k_1 \cdot J_0 \cdot e^{-a r_1}}{r_1^2} \quad \text{und} \quad J_2 = \frac{k_2 \cdot J_0 \cdot e^{-a r_2}}{r_2^2} \qquad \text{(a)}$$

darzustellen sein. Division ergibt

$$\frac{J_1}{J_2} = Q = C \cdot e^{a(r_2 - r_1)} \qquad \text{(b)}$$

und somit in der Größe Q diejenige Intensität in der Vordersonde, welche einer und derselben Anfangsintensität am Fenster des Kathodenrohrs entspricht. Die Hintersonde wirkt als Kontrollapparat, der die nicht zu vermeidenden Schwankungen der Anfangsintensität und ihrer Wirkungen auf jenen konstanten Betrag reduziert[1]). Aus Gleichung (b) folgt für die reduzierte Intensität beim Drucke p:

$$\lg Q_p = \lg C + a_0 \cdot p \cdot (r_2 - r_1) \lg e \qquad \text{(c)}$$

und eine gleiche Beziehung für den Druck p', so daß sich a_0 aus der Messung bei zwei verschiedenen Drucken nach der Gleichung

$$a_0 = \frac{\lg Q_p - \lg Q_{p'}}{\lg e \cdot (r_2 - r_1)(p - p')} \qquad \text{(d)}$$

berechnen läßt.

4. Hieraus ist ersichtlich, daß jeder Einfluß der Sondenform auf die Messungsresultate eliminiert ist, wofern die Feldintensität nur die für den Sättigungsstrom nötige Größe hat. Die einzige Apparatkonstante, die wir brauchen, ist $r_2 - r_1$. Sie wurde so bestimmt, daß zuerst der Abstand der Mitten der oberen Schraubenränder vom Kathodenrohr und der ersten Sonde, dann der vom Kathodenrohr und der zweiten Sonde genommen wurde. Damit war $r_2 - r_1$ gegeben. Zur Kenntnis der Einzelgrößen bedurfte es der Hinzunahme der oberen Schraubenmutterwandstärken einschließlich der Deckplättchen. Der Fehler bei diesen, mittels Kathetometers und Schraubentasters zu gewinnenden Größen wird im Höchstbetrag zwei Prozent, der bei der Bestimmung von $p - p'$ selbst bei den geringsten der benutzten Druckdifferenzen ein Prozent nicht überschreiten.

5. Anders bei der Ermittlung der Größen Q. Sie hängt von zwei wesentlichen Gruppen von Versuchsbedingungen ab, solchen, welche die Entstehung der Kathodenstrahlen im Vakuumrohr, und denjenigen, welche ihren Gang im Raum des Beobachtungsrohrs beeinflussen. Hier können die Abweichungen auf 30 Proz. steigen.

Die Erzeugung homogener Kathodenstrahlen hängt von der Konstanz des Vakuums und der Spannung an der Kathode ab. Erstere suchte ich durch Anschaltung einer großen, gleichzeitig mit dem Rohr zu evakuierenden Flasche zu erhöhen; die Anwendung eines das Vor- und Hauptvakuum verbindenden Kapillarrohrs bei konstantem Arbeiten der Pumpe empfahl sich hier gar nicht[2]). Wesentlich blieb das an der

1) A. Becker u. H. Baerwald, Berichte der Heidelberger Akad. d. Wiss., Abhandlung 4, 1909.
2) P. Lenard, Wied. Ann. **56**, 255, 1895.

1) Über solche Kontrollanordnungen s. J. C. Mc Lennan, l. c.; A. Becker, l. c.; A. Becker u. H. Baerwald, l. c.
2) Über die Verwendung von Kapillaren s. W. Wien, Ann. d. Phys. **23**, 415, 1907.

Glasfluoreszenz sich orientierende Urteil, die rasche Regulierung des Vakuums während der Entladungen mittels Motors vom Beobachtungstisch aus.

Für die Konstanthaltung der Spannung empfahl sich die Verwendung einer 20plattigen Influenzmaschine. Da aber ein längerer Betrieb — eine volle Beobachtungsreihe erforderte ein bis zwei Stunden — ihre Wirkungsweise unregelmäßig macht und das Vakuumrohr stark angreift, zeitweises Stillsetzen hingegen die Schnelligkeit des Arbeitens sehr beeinträchtigt, so kehrte ich zum Induktorium zurück, unter Benutzung eines Wippenunterbrechers, der etwa eine Entladung pro Sekunde lieferte, und Parallelschaltung einer Funkenstrecke von 3 cm Länge zwischen Messingkugeln von 1 cm Durchmesser. Das Vakuum wurde so einreguliert, daß ein Teil der Entladung das Vakuumrohr, ein Teil die Funkenstrecke passierte. Für solche, von Herrn Lenard erprobten Entstehungsbedingungen erhält man Kathodenstrahlen, deren ausreichende Homogenität Herr Becker a. a. O. nachwies.

6. Eigene Versuche brachten den Beweis dafür aufs neue. Die magnetische Zerlegung der Kathodenstrahlen bot ein Mittel, die Homogenität der das Fenster treffenden Strahlen auf das höchste zu steigern. Die in Fig. 3 schematisch

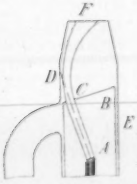


Fig. 3.

wiedergegebene Anordnung gab scharf ausgeblendete Strahlenbündel. Über der, um etwa 10° schräg gestellten Kathode A ist ein oben geschlossener, mit der geerdeten Anode verbundener Messingzylinder B angebracht, welcher die durch seitlich auftreffende Kathodenstrahlen erfolgende Aufladung der Glaswand und dadurch Störungen des Strahlenganges verhindert[1]). Das unabgelenkte Strahlenbündel würde, durch das bei C angebrachte Loch tretend, bei D die Glaswand treffen, das abgelenkte wird nach F gerichtet. Dabei muß der ablenkende Magnet sich möglichst fern vom abgelenkten Bündel, etwa bei E und nicht bei D, befinden, weil sonst, wie eine einfache Überlegung zeigt, trotz der Zerlegung bei F wieder Strahlen verschiedener Geschwindigkeit auftreffen können. Ist diese Vorschrift eingehalten, so wird die Wirkung der das Fenster treffenden Strahlen innerhalb weiterer Grenzen von der Veränderlichkeit des Vakuums unabhängig sein als bei anderer Anordnung, da, wenn auch das ganze Strahlenbündel sich verschiebt, doch stets zu einem bestimmten Punkte, der Stellung des Magnets entsprechend, nur Strahlen von eindeutig bestimmter Geschwindigkeit gelangen können.

Indessen verlangt die skizzierte Versuchsanordnung ein geeignet konstruiertes Vakuumrohr, insbesondere einen Fensterverschluß, welcher die durch die magnetische Zerlegung ohnehin verminderte Intensität möglichst wenig schwächt. Zwischen diesem Gebot und dem nach einem möglichst schmal und scharf ausgeblendeten Strahl gilt es, die richtige Mitte zu finden.

Bei der in Fig. 1 gegebenen Kappenkonstruktion, bei der ein zum Fenster führender Kanal sich nicht vermeiden ließ, war nun wegen der Krummlinigkeit der Strahlen der Verlust ein sehr großer, so daß von der magnetischen Zerlegung Abstand genommen werden mußte. Von Wert für die Beurteilung des Folgenden war, daß bei Erzeugung jener schnellsten Kathodenstrahlen, deren Entstehungsbedingungen oben genannt waren — und nur sie gelang es, bei den vorliegenden Versuchen mit vorgenommener Zerlegung, überhaupt zur Wirksamkeit zu bringen —, es den Effekt nicht änderte, ob der innere oder äußere Rand eines 10 mm im Durchmesser messenden Strahlenbündels auf das Fenster gelenkt wurde. Nun machte sich aber bei normaler Kathodenanordnung selbst die geringste Veränderung des Vakuums und damit der Kathodenstrahlgeschwindigkeit an einer deutlichen Änderung der Werte von Q geltend, und zwar im Sinne zunehmender Absorption im Gasraum, wenn das Vakuum sich verschlechterte. Das Aluminiumfenster ist also kein Filter, das nur die schnellsten Strahlen im homogenen Zustande durchließe. Man darf aus obigem Versuche nur schließen, daß die Erzeugung schnellster Strahlen auch weitgehende Homogenität mit sich bringt, ein Schluß, der eine weitere Bestätigung für den von Herrn Becker erbrachten Nachweis darstellt.

7. Ferner ist zu erwägen, welchen Einfluß die den Kathodenstrahlen im Beobachtungsrohr sich darbietenden Versuchsbedingungen auf die Größe Q gewinnen können. Wir machen die Annahme — und der Erfolg beweist ihre Berechtigung —, daß jedes in eine Sonde eintretende Elementarquant hier zwei Träger entgegengesetzten Vorzeichens erzeugt, von denen

1) Überhaupt sind metallische Auskleidungen einer regelmäßigen Erzeugung von Kathodenstrahlen günstig. Vergl. A. Becker u. H. Baerwald, l. c., S. 5.

eins durch seine gleichnamige Spannung, in unseren Versuchen die positive, gezwungen wird, seine Ladung dem Elektrometer abzugeben. Nun sind aber zwei Vorgänge möglich, die ein Strahlteilchen am Eintritt in eine Sonde hindern können, die Absorption und die Diffusion oder Trübung der Strahlen. Im ersten Falle wird das Strahlteilchen in den Kraftfeldern der Dynamiden eines Moleküls zurückgehalten, im zweiten Falle von ihnen in eine andere Richtung gezwungen und in ähnlicher Weise beeinflußt, wie ein Komet vom Sonnensystem.

Wir wollen den Einfluß der Diffusion näher untersuchen und uns, um die Vorstellung zu fixieren, der zeichnerischen Darstellung bedienen, die auch quantitative Aussagen zu machen gestattet. Fig. 4 gilt zunächst für höhere Gasdrucke. Die Sonden sind in der Stellung gezeichnet, wie sie für die Hauptversuche gewählt wurde, die Hauptsonde (H) 1,86 cm, die Kontrollsonde (K) 2,86 cm vom Kathodenrohrfenster (A) entfernt, beide von der radialen Richtung etwas abgebogen, so daß ihre Achsen, im Winkel von etwa 25^0 stehend, sich nicht in A, sondern etwa 2 cm unterhalb treffen. Die Kurven a und b, a' und b' stellen die Wege diffundierender Strahlteilchen dar. Wenn wir über die Form der Kathodenstrahlbahnen in Gasen auch nichts Sicheres wissen, so ist für unsere Zwecke eine Annahme, wie sie die Zeichnung macht, ausreichend, vorausgesetzt, daß wir das nach H gerichtete Kurvenbündel dem nach K gerichteten ähnlich zeichnen.

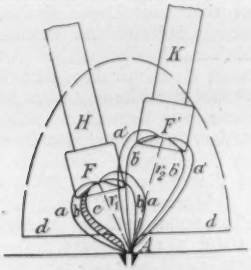


Fig. 4.

Für Luft von 760 mm Druck ergibt sich aus dem Absorptionskoeffizienten $a_0 = 0{,}00291$ (s. No. 12), daß die Zunahme eines Strahlenwegs um 1 cm einer Abnahme der Strahlintensität um rund 90 Proz. entspricht. Der Strahl a ist um 1 cm länger als der geradlinige Strahl r_1. Auf seinem Wege gelangen nach F also etwa nur 10 Proz. von derjenigen Intensität, die auf r_1 nach F gelangt. Da unsere Methode eine Fehlergrenze von etwa 10 Proz. hat, so muß a als letzter für die Sonde H wirksamer Strahl betrachtet werden. Das gleiche gilt von der Kontrollsonde, der Weg a' ist um 1 cm länger als r_2 und bezeichnet die Grenze des Strahlungsbereichs für K.

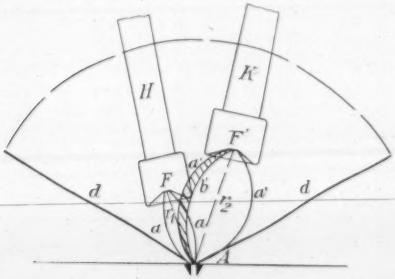
Bei dem in der Figur gezeichneten Strahlenverlauf würde nun nicht der gesamte einer Sonde zugeordnete Strahlungsbereich ihr wirklich zugute kommen, sondern sich jede Sonde einen Teil selbst wegnehmen. Konstruieren wir aber in b und b' diejenigen Wege, die um 0,5 cm länger als r_1 bezw. r_2 sind, so erkennen wir, daß sie von dem Gesamtstrahlungsbereich in beiden Fällen den für die Sonden wirksamen Teil ziemlich exakt abgrenzen. Wegen der etwas exzentrischen Stellung der Sonden schneiden freilich die nach der Mittellinie zu gelegenen Strahlenwege die Sondenköpfe, die äußeren dagegen füllen den Trichter dafür nicht ganz aus. Offenbar sind es also im Verhältnis zur Gesamtintensität gleiche Teile, die von den Sonden vernichtet werden und bei der Bildung des Quotienten $\frac{H}{K}$ einen Fehler nicht zur Folge haben würden. Der Verlust beträgt etwa 25 Proz. der wirksamen Intensität; dies bedeutet für H mehrere Zentimeter, für K vielleicht nur Bruchteile eines Millimeters Ausschlag. Da die maximale Empfindlichkeit der benutzten Elektrometer etwa nur $20\,\frac{\text{cm}}{\text{Volt}}$ war, so konnte es sein, daß wohl der Verlust in H, nicht aber mehr in K zur Geltung kam. Bei hohen Drucken wurde der Quotient $\frac{H}{K}$ eben unbequem groß; die Kleinheit des Ausschlags bei K hätte es schon allein ratsam erscheinen lassen, auf die Bestimmung von Q für Drucke über 500 mm Hg wegen der steigenden Ungenauigkeit der Messung und der eben angedeuteten Fehlermöglichkeit zu verzichten.

Wir beachten jetzt die Form des gesamten, vom Kathodenrohrfenster A ausgehenden Strahlungsfeldes. Die untere Begrenzung d gibt die Gestalt wieder, wie sie Herr Lenard (Wied. Ann. **51**, 1894, Tafel) durch Phosphoreszenzschirme bestimmt hat. Wir sehen, wie d sowohl in den Strahlbereich von H wie von K einschneidet. Während dagegen der wirksame Strahlbereich von K ungeschmälert bleibt, wird von H das schraffierte, durch die Linien b und c eingefaßte Stück fortgenommen. Die Länge von c übertrifft die von r_1 um 0,3 cm; rechnen wir für die Zunahme des Weges um je 0,1 cm den Betrag der anlangenden Strahlung in Prozenten

von derjenigen aus, die auf r_1 in F ankommt, so finden wir, daß der von den Flächen b und c eingeschlossene Raum etwa 20 Proz. derjenigen Strahlung enthält, welche in dem räumlichen Bereich zwischen c und r_1 von A nach F gelangt.

Der Verlust würde bei weiterem Vorschieben der Vordersonde nach d zu wachsen, bis diese bei Überschreitung von d überhaupt keine Strahlen mehr erhielte. Der Einfluß der Diffusion bei höheren Drucken ist also der, daß sie solchen Strahlempfängern, die sich nicht in der Mittellinie des Feldes befinden, um so mehr Strahlung entzieht, je weiter sie vorgeschoben werden. Von dem Fenster F der Vordersonde werden mehr Strahlen nach links fortgebogen als ihm von links her zukommen können. Bei der Anordnung, wie sie die Figur zeigt, ist K von diesem Verlust gar nicht betroffen.

Mit abnehmendem Druck wird der schädigende Einfluß der Diffusion sich verringern und würde ganz verschwinden, wenn nicht bei ganz geringen Drucken eine Störung der Hintersonde durch die vordere aufträte.



Niedriger Druck.

Fig. 5.

Seien in Fig. 5 a und a' die Strahlen der größten Krümmung, welche bei dem hier vorausgesetzten niedrigen Drucke vorkommen können, d wieder die untere Begrenzung des ganzen Strahlenfeldes (s. Lenard, Wied. Ann. 51, 1894, Tafel). Die bei hohen Drucken möglichen Verluste sind verschwunden, dafür tritt ein Fehler auf, den die Stellung der Sonden zueinander verschuldet: die Vordersonde schneidet den wirksamen Strahlbereich der Hintersonde, wirft auf sie einen Schatten. Der hierdurch hervorgerufene Verlust von K — das zwischen a' und b' liegende schraffierte Stück — ist freilich viel geringer als der in Fig. 4 für H dargestellte. Dort handelte es sich um einen schalenförmigen Raum, der nur wenig kleiner ist als der durch Rotation von $bFcA$ um r_1 entstehende, hier um einen schmalen Streifen. Daher kommt der durch Schattenbildung von H auf K erzeugte Verlust von K gegenüber dem Verluste in H bei hohen Drucken auch nicht leicht zur Geltung, selbst wenn er dort bestehen sollte. In Fig. 4 wirft H auf K keinen Schatten, der von den Strahlen b' eingefaßte wirksame Bereich ist ungestört.

8. Die vorangegangenen Ausführungen zeigen, daß, wenn auch nach Formel (d) die Berechnung von a_0 aus nur zwei, bei verschiedenen Gasdrucken gemessenen Werten von Q möglich ist, dies Verfahren, kritiklos angewandt, die Bestimmung von a_0 fälschen kann. Q_p, als Quotient aus Vordersondenintensität dividiert durch Hintersondenintensität, kann bei hohen Drucken wegen Verlustes der ersteren zu klein, $Q_{p'}$ bei niedrigen Drucken wegen Verlustes der letzteren zu groß und somit a_0 zu klein gefunden werden. Um sicher zu gehen, ist es nötig, die Werte für Q bei verschiedenen Druckhöhen p zu bestimmen, $\lg Q$ als Funktion von p graphisch aufzutragen und nachzusehen, wieweit $\lg Q = f(p)$ der durch Gleichung (d) geforderten Geradlinigkeit entspricht. Sind Abweichungen vorhanden, so ist nur der Bereich, welcher der linearen Beziehung genügt, zur Berechnung des Absorptionskoeffizienten a_0 heranzuziehen.

Fig. 6 veranschaulicht das Gesagte, die Bezeichnung der Ordinaten ist fortgelassen und nur angegeben, daß 10 mm die Größe 0,1 des Logarithmus bedeuten sollen. Es kommt nur auf die Zunahme der Logarithmen, nicht auf deren Absolutwerte für den Druck 0 mm Hg an. Diese sind vom Verhältnis der beiden Elektrometerempfindlichkeiten, welches bei der betreffenden Versuchsreihe gegeben ist, abhängig, der Kurvenlauf als solcher dagegen nicht, sofern sich im Verlauf der Messung eben nicht diese Größe änderte, was Kontrollen im Beginn und am Schluß einer Reihe bestätigen mußten. Die Figur zeigt fünf Beispiele, Resultate von Messungen an schwefliger Säure, Stickstoffoxydul, Sauerstoff, Kohlenoxyd und Wasserstoff bei ein und derselben Sondenstellung, nämlich der in den Fig. 4 und 5 angegebenen ($r_1 = 1{,}86$ cm, $r_2 = 2{,}86$ cm, $r_2 - r_1 = 1{,}00$ cm). Es sind tatsächlich im wesentlichen gerade Linien, deren Anstieg mit dem Molekulargewicht des Gases, dem die Absorption für Kathodenstrahlen fast völlig parallel geht, an Steilheit zunimmt. Findet nun das Gesetz der Massenproportionalität der Kathodenstrahlabsorption in Gasen durch diese Darstellung einen sehr klaren Ausdruck, so fallen andrerseits Abweichungen von der Geradlinigkeit auf, deren Größe von vornherein auf Mängel in der Versuchsanordnung schließen lassen. Wir erblicken in diesen Krümmungen

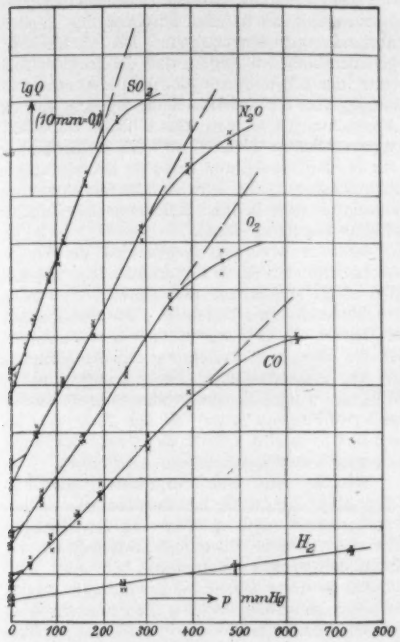


Fig. 6.

die Veranschaulichung der in No. 7 besprochenen möglichen Fehler. Der eine, bei höheren Drucken auftretende, wurde dem infolge der Diffusion an der Vordersonde auftretenden Verluste zugeschrieben. Es stimmt mit dieser Auffassung überein, daß er mit anwachsender Gasdichte sowohl an Größe zunimmt als auch bei immer geringeren Drucken einsetzt, und zwar für CO nach 400, für O_2 vor 400, für N_2O gleich nach 300 und für SO_2 nach 200 mm Hg.

Der zweite wurde durch Schattenbildung der vorderen Sonde erklärt, welche der Hintersonde bei geringen Drucken die stärker diffundierenden Strahlen wegschnitt. Dieser Fehler ist geringer als der erste, und zwar nur in unmittelbarer Nähe des Druckes o bemerkbar. Es ließen sich hier stets — wohl durch etwas schnellere Strahlen, da Variationen sich nicht absolut vermeiden ließen — auch fehlerfreie Werte finden; immerhin waren die Abweichungen bemerkbar und überschritten die Grenze der Versuchsfehler. Auch hier ist eine Zunahme mit der Gasdichte zu bemerken.

Wasserstoff zeigt keinerlei Störungen der Geradlinigkeit und bildet dadurch eine wesentliche Stütze für die Annahme, daß solche durch Diffusionsvorgänge hervorgerufen seien, denen die Versuchsanordnung nicht genügend Rechnung trägt. Das zugrunde gelegte Exponentialgesetz der Absorption für die auftretenden Krümmungen verantwortlich zu machen, liegt jedenfalls keine Veranlassung vor.

9. Immerhin war es geboten, die gegebenen Erklärungen noch durch weitere Bestätigungen zu festigen und damit Anhaltspunkte für die Beurteilung des Wertes der ganzen Methode zu gewinnen. Versuche, die an atmosphärischer Luft bei verschiedenen Sondenstellungen durchgeführt wurden, brachten die erwartete Bestätigung. Fig. 7 stellt sie dar. Zunächst ist Kurve 3

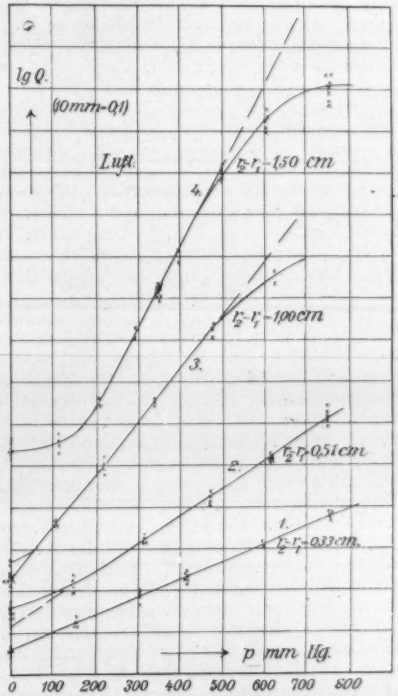


Fig. 7.

bei der nämlichen Sondenstellung aufgenommen, die auch zu den Versuchen bei anderen Gasen gedient hatte. Wie bei CO beginnt hier die

1) Das gleiche Resultat bei Kohlensäure, s. No. 18, Tab. 13.

Abweichung von der Geradlinigkeit etwa gegen 500 mm. 480 mm gibt noch einen normalen Wert. Die Größe der Schattenbildung entspricht derjenigen der Kurven in Fig. 6. Dabei befindet sich die Hintersonde in einer Entfernung (2,86 cm) vom Fenster, die als nahezu äußerste Grenze betrachtet werden muß; ein weiteres Abrücken würde die Wirksamkeit der Strahlen und damit die Genauigkeit der Messungen zu sehr beeinträchtigen. Die Hauptsonde, 1,0 cm weiter nach vorn, ist, wie schon erwähnt, von der radialen Richtung nach außen ein wenig abgebogen.

Die Benachteiligung der Hintersonde durch Schattenbildung, wie die der Vordersonde durch Diffusionsverlust, mußte, sofern die gegebene Erklärung richtig war, verschwinden, wenn man die Vordersonde zurückschob. So betrug bei No. 1 der Unterschied der Sondenabstände vom Fenster nur 0,33 cm, und wirklich konnte hier, wo die Beobachtungen bis zum Atmosphärendruck ausgedehnt wurden, eine Abweichung von der Geradlinigkeit nicht entdeckt werden[1]).

Umgekehrt mußten sich die Fehler steigern, wenn man den Unterschied der Sondenabstände vergrößerte. Dies geschah bei der Aufnahme von No. 4. Jene Größe betrug hierbei 1,50 cm, d. h. es waren die Sondenabstände 1,36 bezw. 2,86 cm, und zwar waren die Sonden absichtlich zusammengebogen, so daß die Vordersonde in den Strahlenweg der Hintersonde merklich hineinragte. Die Schattenbildung ist infolgedessen stark gewachsen, auch die Diffusionswirkung an der Hauptsonde ist größer geworden, trotzdem findet sich noch bei mittleren Drucken die lineare Beziehung über den Bereich von 200 bis gegen 450 mm gewahrt; denn hier beginnen die Abweichungen, wiewohl ein Teil der Messungen bei 500 mm, wohl infolge etwas langsamerer Strahlung, normale Absorption zu zeigen scheint und jenen Werten sich angliedert.

Endlich wurde noch versucht, ob nicht beide Fehler sich trennen und einzeln in einer Kurve darstellen ließen. Die bei hohen Drucken auftretende Diffusionswirkung ließ sich durch abermaliges Zusammenschieben beseitigen, die Schattenbildung dagegen vielleicht durch Zusammenbiegen der Sonden aufrecht erhalten. Dies geschah bei der Aufnahme von No. 2. Die Kontrollsonde war der Hauptsonde um 0,51 cm genähert, wodurch die Diffusionswirkung auf beide wesentlich gleich ausfiel, letztere überragte dabei den Trichterrand der ersteren, so daß zwar nicht die direkten, wohl aber die stärker ausgebauchten Strahlenwege geschnitten wurden. In der Tat ist in dieser Kurve von der Diffusionswirkung bei hohen Drucken nichts, von der Schattenbildung dagegen wenigstens eine deutliche Spur vorhanden.

Das Gesamtbild läßt den steileren Anstieg der Kurven mit wachsender Differenz der Sondenabstände gut hervortreten. Die nachher gegebenen Tabellen zeigen, daß die linearen Teile stets denselben Absorptionskoeffizienten unabhängig von der Sondenstellung ergeben, nur die Abweichungen werden durch diese beeinflußt. Wir schließen hieraus auf die Brauchbarkeit der Methode auch für den Fall, daß diejenigen Abweichungen, die wir als vermeidbare Fehler erkannt haben, in ihrer Erklärung sich als nicht haltbar erweisen sollten.

10. Im vorangegangenen sind die Hauptschwächen der Methode angedeutet. Es läßt sich nicht verkennen, daß sie zum Teil recht erhebliche Mängel bedeuten. Vor allem zeigen die letzten Ausführungen, daß es nicht ratsam ist, die Hauptmeßvorrichtung mit der Kontrolle in ein und denselben Beobachtungsraum zu bringen. Empfehlenswert wäre eine Trennung beider Elemente etwa in der Art, wie sie Mc Lennan a. a. O. in einer von ihm angegebenen Versuchsanordnung durchführte.

Wichtig wäre eine Vergrößerung der auffangenden Fensterfläche der Sonden. Allein der Umstand, daß die Dichtung der Blättchen hier für inneren Überdruck vorzunehmen ist, dürfte konstruktive Hemmnisse bereiten.

Ein weiterer Übelstand der Methode ist der, daß die Kontrolle, welche doch nur zur Korrektion der Anfangsintensität dienen soll, die Veränderungen, denen die Hauptsonde unterworfen wird, mit erleidet, so daß der Absorptionskoeffizient nur aus Relativwerten der durch den variablen Faktor, den Druck, bedingten Größen zu berechnen ist. Daß hierin ein Nachteil liegt, lehrt ein Blick auf die Messungen der dünneren Gase. Bei Wasserstoff z. B. variieren die Werte der Q bei Übergang vom Drucke 0 zum Atmosphärendruck nur etwa im Verhältnis 1 : 1,3, und wenn die Zahlen sich auch bei den dichteren Gasen günstiger gestalten, so bedeutet dies doch einen prinzipiellen Nachteil bei einer Methode, die sich die Ermittlung der Abweichungen vom Massenproportionalitätsgesetz zur Aufgabe macht. Auch hier würde eine Trennung der Beobachtungsräume von Haupt- und Kontrollsonde nützlich sein, bei der die Umgebung der letzteren unverändert gelassen werden könnte.

Die Abstandsdifferenz der Sondenfenster vom Fenster des Kathodenrohrs ist in ziemlich enge Grenzen gebannt. Die größte Entfernung weiter als 3 cm zu nehmen, ist nicht ratsam, da die Wirksamkeit bei höheren Drucken zu gering würde. Andrerseits darf, wie wir gesehen haben, die kleinste Entfernung der Diffusion wegen nicht zu gering sein. Die Differenz der Sonden-

entfernungen endlich muß so abgepaßt sein, daß sie zwischen zwei Fehlern die richtige Mitte einhält. Ist ihr Betrag zu groß, so entsteht Schattenbildung, ist er zu klein, so ist die Genauigkeit der Messung beeinträchtigt. Die in den Hauptmessungen gewählte Größe dürfte beiden Rücksichten genügend Rechnung tragen.

Die Vorzüge der Methode liegen einmal darin, daß sie objektiv ist und im Elektrometer über eins der empfindlichsten Instrumente verfügt, dann aber vor allem in dem Umstande, daß die Sekundärstrahlung, deren Proportionalität mit der Primärstrahlung erwiesen ist, ein außerordentlich feines Reagens darstellt, das an Deutlichkeit wohl noch das direkte Auffangen der Elementarquanten überragt. Da nun die Anwendung der Sekundärstrahlung die Grundlage der Methode ist, so bedeuten deren Vorzüge für sie eine gewichtige Empfehlung. Die aus ihr gewonnenen Resultate haben aber außer dem Interesse, das ihnen selber zukommt, noch den Wert von Bestätigungen für Tatsachen, die man aus früheren Arbeiten über Sekundärstrahlung kennen lernte.

11. Die im folgenden wiedergegebenen Resultate gelten für Kathodenstrahlen, welche durch die oben genannten Versuchsbedingungen definiert sind. Bei höheren Drucken und dichteren Gasen waren 30—50 wirksame Entladungen, bei niederen oft nur eine vonnöten, um genügend große Ausschläge zu erhalten. Nur solche Entladungen wurden zu den Messungen verwandt, bei denen ein Teil das Rohr, ein Teil die Funkenstrecke passierte. Sie gaben dann auch Resultate von befriedigender Übereinstimmung.

Die Gasfüllung des Beobachtungsrohrs geschah unter Vorsichtsmaßregeln, welche hohe Reinheit gewährleisteten. Etwa eine halbe Stunde lang nach Einsetzen der Entwicklung ging das Gas durch die Wasch- und Trockengefäße ins Freie, dann in das evakuierte, 1 Liter fassende Glasgasometer und von hier in den gleichfalls evakuierten Apparat. Gasometer und Apparat wurden jetzt, während durch Umschaltung eines Zweiweghahns das Gas wieder in die freie Atmosphäre trat, ausgepumpt und abermals gefüllt. Dies Verfahren des Füllens und Evakuierens wurde sechsmal wiederholt, so daß man sicher sein konnte, von Verunreinigungen der Hahnwege und Verbindungsstücke befreit zu sein. Vor Einleitung eines neuen Gases wurde, wenn das vorher untersuchte ein sehr dichtes war, der Apparat zunächst mit Wasserstoff gespült und 24 Stunden ausgepumpt stehen gelassen. Die Geschwindigkeit des Einströmens wurde mittels der Hähne so reguliert, daß im Entwicklungsapparat 10—15 cm Überdruck der in ihm befindlichen Flüssigkeit herrschte; bei Entwicklung aus festen Körpern war zur Ermöglichung der Kontrolle ein mit Trichterrohr versehenes, mit Schwefelsäure gefülltes Manometergefäß beigegeben. Als Trockenmittel ließ sich stets Schwefelsäure und Phosphorpentoxyd verwenden, nur bei Stickstoff blieb die Schwefelsäure fort, da der sich kondensierende Wasserdampf Störungen verursachte.

Eine Gasbereitung diente zu zwei Messungsreihen, von denen die eine die in den Apparat geleitete Menge benutzte und sofort angestellt wurde, die andere später das im Gasometer aufbewahrte Gas verwandte, und zwar unter den nämlichen Vorsichtsmaßregeln des Evakuierens und Spülens, wie sie eben beschrieben sind. Die Umgebungstemperatur war im Mittel 18° C.

Von den Tabellen sind die den Kurven in Fig. 6 bezw. Fig. 7, No. 3, entsprechenden besonders ausführlich, unter Anführung jeder einzelnen Messung, gegeben[1]). In ihnen ist

p der Gasdruck in mm Hg,
H der Ausschlag des an der Hauptsonde angeschalteten Elektrometers in cm,
K der Ausschlag des an der Kontrollsonde angeschalteten Elektrometers in cm,
Q das Verhältnis $\frac{H}{K}$,
$\lg Q_m$ das Mittel aus den Logarithmen der Einzelbeobachtungen,
a_0 der Absorptionskoeffizient des Gases für den Druck 1 mm Hg,
a_0^m sein Mittelwert für die betreffende Reihe.

Der einem bestimmten Druck beigefügte Wert von a_0 ist nach Gleichung (d) aus der Differenz des zu ihm gehörigen Wertes von $\lg Q_m$ und desjenigen berechnet, welcher dem niedrigsten Drucke der betreffenden Tabelle entspricht. In den anderen Tabellen sind unter Q und $\lg Q$ ohne weiteres die Mittel der gewöhnlich aus 5—10 Einzelmessungen gewonnenen Werte zu verstehen. Das zu den Einzeltabellen Nötige findet sich besonders angegeben, so z. B. die Sondenstellungen, die bei den Versuchen mit Luft mehrfach verändert wurden.

Hier bedeutet r_1 den Abstand des Fensters der Vordersonde von dem des Kathodenrohrs in cm, r_2 den Abstand des Fensters der Hintersonde von dem des Kathodenrohrs in cm.

Für die übrigen Gase diente ein und dieselbe Einstellung, nur bei Kohlensäure wurde zur Kontrolle der früher besprochenen Luftversuche eine Reihe bei anderem Entfernungsverhältnis ausgeführt.

1) Die eingeklammerten Werte von $\lg Q$ beziehen sich auf die durch die Diffusion gestörten Messungen; sie sind nicht zur Mittelwertbildung herangezogen.

12. Luft.

Tabelle 1. (Fig. 7, No. 3.)

$r_1 = 1{,}86$ cm $r_2 = 2{,}86$ cm $r_2 - r_1 = 1{,}00$ cm

p	H	K	Q	lg Q	lg Q_m	a_0
1	21,9	4,0	5,5	0,740	0,727	
	53,2	9,8	5,4	0,732		
	65,0	12,3	5,3	0,724		
	82,5	15,5	5,3	0,724		
	71,4	13,3	5,4	0,732		
	73,4	13,8	5,3	0,724		
	49,1	9,4	5,2	0,716		
	68,5	12,9	5,3	0,724		
	69,3	11,6	6,0	(0,778)		
	64,8	11,2	5,8	(0,763)		
108	56,0	7,7	7,3	0,863	0,862	0,00292
	63,8	8,9	7,2	0,857		
	55,8	7,8	7,2	0,857		
	60,8	8,2	7,4	0,869		
217	61,5	6,5	9,5	0,978	1,000	0,00292
	74,2	7,6	9,8	0,991		
	70,5	6,7	10,5	1,021		
	74,7	7,3	10,2	1,008		
339	54,0	3,9	13,9	1,143	1,150	0,00288
	75,2	5,3	14,2	1,152		
	60,6	4,3	14,1	1,149		
	67,5	4,7	14,4	1,158		
479	59,0	2,7	21,8	1,339	1,330	0,00292
	67,4	3,2	21,1	1,325		
	66,3	3,3	20,2	(1,305)		
624	61,2	2,1	29,2	(1,465)		
	82,5	3,0	27,3	(1,436)		

$a_0^m = 0{,}00291$

Die weiteren Aufnahmen in Luft ergaben (s. Tab. 2):

13. Wasserstoff. Aus reinem Zink und reiner verdünnter Schwefelsäure im Kippschen Apparat entwickelt. Für alle folgenden Versuche — ausgenommen Kohlensäure (No. 18, Tab. 13) — gelten die Entfernungen: $r_1 = 1{,}86$ cm, $r_2 = 2{,}86$ cm, $r_2 - r_1 = 1{,}00$ cm.

Tabelle 3. (Fig. 6.)

p	H	K	Q	lg Q	lg Q_m	a_0
1	54,1	7,6	7,1	0,851	0,845	—
	46,8	6,8	6,9	0,839		
	55,0	7,8	7,0	0,845		
	60,3	8,5	7,1	0,851		
	47,8	6,9	6,9	0,839		
	59,0	8,4	7,0	0,845		
246	61,0	8,0	7,6	0,881	0,880	0,000328
	70,1	9,2	7,6	0,881		
	49,0	6,4	7,7	0,886		
	72,1	9,8	7,4	0,869		
	51,9	7,0	7,4	0,869		
	40,8	5,3	7,7	0,886		
490	60,5	7,3	8,3	0,919	0,915	0,000329
	54,8	6,6	8,3	0,919		
	40,0	5,0	8,0	0,903		
	65,8	7,9	8,3	0,919		
	56,5	7,0	8,1	0,909		
	52,5	6,4	8,2	0,914		
	51,2	6,1	8,4	0,924		
735	52,5	5,9	8,9	0,950	0,950	0,000330
	43,1	4,8	9,0	0,954		
	58,8	6,7	8,8	0,944		
	39,4	4,4	8,9	0,950		

$a_0^m = 0{,}000329$

Tabelle 2.

I

$r_1 = 1{,}86$ cm $r_2 = 2{,}86$ cm $r_2 - r_1 = 1{,}00$ cm

p	Q	lg Q	a_0
1	5,6	0,748	—
107	7,6	0,880	0,00287
204	10,0	1,000	0,00287
302	13,1	1,117	0,00283
397	17,4	1,240	0,00287

$a_0^m = 0{,}00286$

II (Fig. 7, No. 1)

$r_1 = 2{,}53$ cm $r_2 = 2{,}86$ cm $r_2 - r_1 = 0{,}33$ cm

p	Q	lg Q	a_0
1	3,61	0,557	—
154	4,17	0,620	0,00292
306	4,84	0,685	0,00293
415	5,38	0,731	0,00293
592	6,45	0,810	0,00298
754	7,59	0,880	0,00299

$a_0^m = 0{,}00295$

III

$r_1 = 2{,}53$ cm $r_2 = 2{,}86$ cm $r_2 - r_1 = 0{,}33$ cm

p	Q	lg Q	a_0
1	5,63	0,750	—
160	6,54	0,816	0,00290
305	7,51	0,875	0,00288
510	9,25	0,966	0,00296
753	11,7	1,068	0,00294

$a_0^m = 0{,}00292$

IV (Fig. 7, No. 2)

$r_1 = 1{,}36$ cm $r_2 = 1{,}87$ cm $r_2 - r_1 = 0{,}51$ cm

p	Q	lg Q	a_0
149	5,20	0,716	—
315	6,64	0,822	0,00289
470	8,33	0,920	0,00288
617	10,43	1,018	0,00290
751	13,08	1,116	0,00298

$a_0^m = 0{,}00291$

V (Fig. 7, No. 4)

$r_1 = 1{,}36$ cm $r_2 = 2{,}86$ cm $r_2 - r_1 = 1{,}50$ cm

p	Q	lg Q	a_0
205	14,2	1,152	—
290	20,7	1,316	0,00295
348	26,2	1,418	0,00286
393	31,7	1,510	0,00294
500	51,8	1,714	0,00293

$a_0^m = 0{,}00292$

Gesamtmittel: $a_0 = 0{,}00291$.

Tabelle 4.

I				II				III			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	7,1	0,851	—	1	11,2	1,050	—	1	11,14	1,047	—
180	7,51	0,876	0,000323	143	11,75	1,070	0,000325	156	11,73	1,069	0,000328
423	8,13	0,910	0,000323	257	12,2	1,086	0,000325	327	12,40	1,093	0,000326
642	8,75	0,942	0,000327	446	13,0	1,113	0,000327	487	13,06	1,116	0,000328
				647	13,8	1,140	0,000322	752	14,30	1,155	0,000330
		a_0^m =	0,000324			a_0^m =	0,000325			a_0^m =	0,000328

Gesamtmittel: $a_0 = 0{,}000327$.

14. Stickstoff. Aus Ammoniumnitrit in wäßriger Lösung durch mäßiges Erwärmen dargestellt. Die Messungen sind im wesentlichen nur eine Bestätigung der an Luft vorgenommenen. Es wurden daher nur zwei Reihen durchgeführt.

Tabelle 5.

I				II			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	7,2	0,857	—	1	5,0	0,700	—
116	9,85	0,993	0,00273	89	6,4	0,806	0,00278
214	13,0	1,114	0,00278	157	7,7	0,886	0,00275
311	16,6	1,222	0,00272	254	10,1	1,004	0,00276
438	23,7	1,374	0,00274	426	16,5	1,217	0,00280
		a_0^m =	0,00274			a_0^m =	0,00277

Gesamtmittel: $a_0 = 0{,}00276$.

15. Sauerstoff. Aus chlorsaurem Kali durch vorsichtiges Erhitzen (zur Vermeidung von Chlorbeimengungen) entwickelt; gewaschen mit Natronlauge.

Tabelle 6. (Fig. 6.)

p	H	K	Q	lg Q	lg Q_m	a_0
1	37,8	8,2	4,6	0,663	0,663	—
	45,8	10,1	4,5	0,653		
	84,8	19,0	4,5	0,653		
	54,2	11,3	4,8	0,681		
	79,8	16,5	4,8	0,681		
	61,5	13,4	4,6	0,663		
	54,0	11,0	4,9	(0,690)		
	19,3	3,9	4,9	(0,690)		
70	55,7	9,6	5,8	0,763	0,763	0,00334
	19,9	3,5	5,7	0,756		
	32,4	5,4	6,0	0,778		
	73,9	13,1	5,6	0,748		
152	28,1	3,7	7,6	0,881	0,886	0,00340
	62,3	7,9	7,9	0,898		
	49,6	6,5	7,6	0,881		
255	42,8	4,0	10,7	1,029	1,029	0,00333
	65,2	6,0	10,9	1,037		
	58,8	5,6	10,5	1,021		
356	31,0	2,0	15,5	1,190	1,179	0,00336
	45,5	3,0	15,2	1,182		
	26,2	1,8	14,6	1,164		
464	31,0	1,7	18,5	(1,262)	—	—
	62,3	3,6	17,3	(1,237)		
	31,0	1,6	19,4	1,287		
				a_0^m =	0,00336	

Tabelle 7.

I				II			
p	Q	lg Q	a_0	p	Q	lg Q	a_0
1	4,0	0,602	—	1	5,75	0,760	—
62	4,9	0,690	0,00332	87	7,7	0,886	0,00338
135	6,3	0,799	0,00339	151	9,7	0,986	0,00346
198	7,8	0,892	0,00340	256	13,8	1,140	0,00343
301	11,0	1,041	0,00338	356	19,2	1,283	0,00339
351	13,0	1,114	0,00337				
		a_0^m =	0,00337			a_0^m =	0,00342

Gesamtmittel: $a_0 = 0{,}00338$.

16. Stickstoffoxydul. Aus Ammoniumnitrat durch gelindes Erwärmen entwickelt.

Tabelle 8. (Fig. 6.)

p	H	K	Q	lg Q	lg Q_m	a_0
1	53,0	11,0	4,8	0,681	0,690	—
	32,0	6,4	5,0	0,699		
	63,5	12,9	4,9	0,690		
	70,8	13,0	5,4	(0,732)		
	24,4	4,6	5,3	(0,724)		
	55,7	10,1	5,5	(0,740)		
59	48,8	7,5	6,5	0,813	0,800	0,00437
	76,2	12,4	6,2	0,792		
	7,0	1,1	6,3	0,799		
	20,0	3,2	6,3	0,799		
117	34,7	4,3	8,1	0,908	0,908	0,00434
	35,0	4,3	8,2	0,913		
	32,1	4,0	8,0	0,903		
180	42,1	3,9	10,8	1,033	1,025	0,00433
	58,7	5,5	10,7	1,029		
	72,5	7,1	10,2	1,008		
291	46,3	2,7	17,2	1,235	1,233	0,00432
	57,2	3,4	16,9	1,228		
	69,0	4,3	16,1	(1,206)		
394	60,5	2,7	22,4	(1,350)	—	—
	72,3	3,1	23,3	(1,367)		
482	57,0	2,2	25,9	(1,413)	—	—
	46,2	1,7	27,1	(1,433)		
				a_0^m =	0,00434	

Tabelle 9.

I				II				III			
p	Q	$\lg Q$	a_0	p	Q	$\lg Q$	a_0	p	Q	$\lg Q$	a_0
1	4,85	0,685	—	1	5,3	0,724	—	1	4,9	0,690	—
57	6,20	0,792	0,00439	58	6,8	0,832	0,00436	67	6,5	0,813	0,00431
120	8,10	0,908	0,00432	117	8,8	0,944	0,00437	131	8,6	0,935	0,00435
190	11,0	1,041	0,00434	217	13,5	1,130	0,00433	186	11,0	1,041	0,00436
280	16,1	1 207	0,00432	291	18,6	1,269	0,00434	276	16,3	1,212	0,00438
			$a_0^m = 0{,}00434$				$a_0^m = 0{,}00435$				$a_0^m = 0{,}00435$

Gesamtmittel: $a_0 = 0{,}00435$.

17. Kohlenoxyd. Aus Ameisensäure unter Zusatz von Schwefelsäure bei gelindem Erwärmen entwickelt.

Tabelle 10. (Fig. 6.)

p	H	K	Q	$\lg Q$	$\lg Q_m$	a_0
1	65,7	10,8	6,1	0,785	0,778	—
	55,9	9,4	6,0	0,778		
	61,2	10,4	5,9	0,771		
	64,8	10,8	6,0	0,778		
	51,8	8,5	6,1	0,785		
	43,4	7,3	5,9	0,771		
	20,0	3,2	6,3	0,799		
	31,1	4,9	6,3	0,799		
	48,7	7,9	6,2	0,792		
44	20,5	3,1	6,6	0,820	0,821	0,00231
	34,0	5,2	6,5	0,813		
	44,9	6,6	6,8	0,833		
	64,0	9,7	6,6	0,820		
90	18,3	2,4	7,6	0,881	0,869	0,00236
	28,5	3,8	7,5	0,875		
	47,0	6,4	7,4	0,869		
	30,5	4,1	7,4	0,869		
	60,5	8,5	7,1	6,851		
143	17,6	2,1	8,4	0,924	0,923	0,00236
	29,2	3,5	8,4	0,924		
	41,2	5,1	8,1	0,909		
	27,9	3,3	8,5	0,930		
193	22,3	2,4	9,3	0,968	0,973	0,00235
	48,2	4,9	9,8	0,991		
	18,2	2,0	9,1	0,960		
	51,0	5,5	9,3	0,968		
302	43,0	3,6	12,0	1,079	1,080	0,00232
	18,7	1,6	11,7	1,068		
	38,5	3,1	12,4	1,093		
395	15,4	1,0	15,4	1,187	1,170	0,00230
	28,3	2,0	14,2	1,152		
627	16,1	0,8	20,2	1,305	—	—
	39,0	2,0	19,5	1,290		
					$a_0^m = 0{,}00233$	

18. Kohlensäure. Aus dem Kippschen Apparate durch Einwirkung reiner Salzsäure auf Marmor gewonnen.

Tabelle 12.

I

p	Q	$\lg Q$	a_0
1	3,7	0,568	—
64	4,85	0,685	0,00428
126	6,3	0,800	0,00428
190	8,3	0,919	0,00428
291	12,6	1,100	0,00425
			$a_0^m = 0{,}00427$

II

p	Q	$\lg Q$	a_0
1	4,3	0,633	—
75	5,9	0,771	0,00429
139	7,7	0,886	0,00423
237	12,0	1,079	0,00434
289	14,6	1,164	0,00426
			$a_0^m = 0{,}00428$

III

p	Q	$\lg Q$	a_0
1	10,3	1,012	—
83	14,6	1,164	0,00426
133	18,2	1,260	0,00434
234	27,9	1,446	0,00428
288	34,9	1,543	0,00427
			$a_0^m = 0{,}00429$

Bei Gelegenheit der mit den Abständen $r_1 = 2{,}53$ cm $r_2 - r_1 = 0{,}33$ cm $r_2 = 2{,}86$ cm an Luft durchgeführten Versuche (s. Tab. 2,

Tabelle 11.

I				II				III			
p	Q	$\lg Q$	a_0	p	Q	$\lg Q$	a_0	p	Q	$\lg Q$	a_0
1	6,8	0,832	—	1	5,6	0,748	—	1	6,33	0,800	—
54	7,7	0,886	0,00235	50	6,3	0,799	0,00239	45	7,00	0,845	0,00236
102	8,6	0,934	0,00233	93	6,9	0,839	0,00228	90	7,77	0,890	0,00233
152	9,6	0,982	0,00228	132	7,6	0,881	0,00235	139	8,7	0,940	0,00233
249	12,0	1,079	0,00230	190	8,7	0,940	0,00234	190	9,8	0,991	0,00233
378	16,0	1,209	0,00231	306	11,2	1,049	0,00228	287	12,3	1,090	0,00234
				352	13,0	1,104	0,00234	388	15,2	1,182	0,00228
			$a_0^m = 0{,}00231$				$a_0^m = 0{,}00234$				$a_0^m = 0{,}00233$

Gesamtmittel: $a_0 = 0{,}00233$.

II, III) wurden auch solche an Kohlensäure vorgenommen, die dasselbe Resultat — vollständige Fehlerfreiheit der Messung vom Druck 0 an bis zum Atmosphärendruck — für diese Anordnung auch bei einem dichteren Gase bestätigten. Darüber die folgende Tabelle.

Tabelle 13.

p	Q	$\lg Q$	a_0
1	7,2	0,857	—
137	8,7	0,940	0,00428
245	10,4	1,008	0,00433
433	13,3	1,124	0,00233
628	17,4	1,240	0,00428
751	20,7	1,315	0,00427

$a_0^m = 0{,}00430$

Gesamtmittel: $a_0 = 0{,}00429$.

19. Schweflige Säure. Gewonnen durch Erhitzen von Kupferdrehspänen in reiner konzentrierter Schwefelsäure.

Tabelle 14. (Fig. 6.)

p	H	K	Q	$\lg Q$	$\lg Q_m$	a_0
1	28,2	4,6	6,1	0,785	0,778	—
	73,3	12,6	5,8	0,763		
	82,3	13,8	6,0	0,778		
	58,5	9,9	5,9	0,771		
	75,8	12,4	6,1	0,785		
	61,2	9,0	6,8	(0,832		
	67,9	10,5	6,5	0,813		
	39,9	6,0	6,7	0,826)		
11	60,4	9,5	6,4	0,806	0,806	0,00648
	75,6	12,1	6,3	0,799		
	32,0	4,7	6,8	(0,832		
	40,2	6,1	6,6	0,820)		
34	23,7	3,1	7,7	0,886	0,875	0,00677
	37,8	5,0	7,6	0,881		
	35,8	4,8	7,5	0,875		
	85,7	11,8	7,3	0,864		
46	32,5	4,0	8,1	0,909	0,906	0,00656
	78,0	9,8	8,0	0,903		
56	25,6	2,9	8,8	0,944	0,937	0,00667
	33,2	3,8	8,7	0,939		
	60,5	7,0	8,7	0,939		
	39,5	4,7	8,4	0,925		
87	22,3	2,1	10,6	1,024	1,029	0,00672
	33,5	3,1	10,8	1,033		
	45,5	4,2	10,8	1,033		
	25,2	2,4	10,5	1,020		
102	41,1	3,5	11,8	1,071	1,068	0,00662
	61,0	5,4	11,3	1,053		
	72,0	6,0	12,0	1,079		
115	23,8	1,9	12,6	1,100	1,107	0,00667
	40,2	3,1	13,0	1,114		
	31,9	2,5	12,8	1,107		
160	20,5	1,2	17,1	1,233	1,235	0,00665
	32,2	1,7	17,8	1,250		
	16,6	1,0	16,6	1,220		
231	20,5	0,9	22,8	(1,357	—	—
	18,5	0,8	23,1	1,364)		

$a_0^m = 0{,}00665$

Eine zweite Messung ergab:

Tabelle 15.

p	Q	$\lg Q$	a_0
1	6,3	0,800	—
39	8,1	0,909	0,00662
68	9,9	0,996	0,00676
149	16,7	1,222	0,00658
171	19,5	1,290	0,00665

$a_0^m = 0{,}00665$

Gesamtmittel: $a_0 = 0{,}00665$.

20. Die Zusammenstellung der Resultate enthält Tabelle 16, und zwar neben den oben gegebenen noch die von Herrn Becker a. a. O. gewonnenen. Ihr ist Tabelle 17 beigefügt, um, wie es dort geschah, so auch hier den Vergleich zwischen den Größen $\frac{a_0}{M}$ und $\frac{D-1}{M}$, d. h. zwischen dem, auf die Einheit des Molekulargewichts reduzierten Absorptionskoeffizienten und der ebenso reduzierten, um 1 verminderten Dielektrizitätskonstante des betreffenden Gases zu ermöglichen, ein Vergleich, der auf den von Herrn Lenard[1]) gegebenen Vorstellungen beruht und an den von Herrn Becker[2]) geführten Nachweis anknüpft, daß er die Folgerungen der Theorie bei Gasen bestätigt.

Tabelle 17 enthält die Kolonne $\frac{D-1}{M}$ doppelt; sie will die Parallele zwischen der nach dem Maxwell-Boltzmannschen Gesetz aus dem Brechungsindex[3]) für Na-Licht berechneten und der von Klemenčič[4]) gemessenen Dielektrizitätskonstante zeigen.

Tabelle 16.

Gas	Becker		Baerwald	
	a_0	$\frac{a_0}{M_{20°}}$	a_1	$\frac{a_0}{M_{18°}}$
Luft	0,00278	0,000103	0,00291	0,000107
H_2	0,000337	0,000178	0,000327	0,000174
N_2	0,00278	0,000106	0,00276	0,000105
O_2	0,00285	0,000096	0,00338	0,000112
N_2O			0,00435	0,000105
CO			0,00233	0,000089
CO_2	0,00423	0,000103	0,00429	0,000104
SO_2	0,00622	0,000104	0,00665	0,000111

1) P. Lenard, Ann. d Phys. **12**, 714, 1903.
2) A. Becker, l. c. Tabelle 47.
3) Entnommen aus L. Natanson. Zeitschr. f. phys. Chemie **61**, 321, 1908.
4) J. Klemenčič, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissenschaften zu Wien. 91. Abt. II, S. 712, 1885.

Tabelle 17.

Gas	n 589 $\mu\mu$	Dberechnet	Dgemessen	$\frac{D-1 \text{ berechnet}}{M_0}$	$\frac{D-1 \text{ gemessen}}{M_0}$
Luft	1,000293	1,000586	1,000586	0,0000204	0,0000204
H_2	1,000139	1,000278	1,000264	0,0001200	0,0001320
N_2	1,000297	1,000594		0,0000213	
O_2	1,000271	1,000542		0,0000170	
N_2O	1,000515	1,001030	1,001158	0,0000234	0,0000263
CO	1,000335	1,000670	1,000695	0,0000239	0,0000248
CO_2	1,000452	1,000904	1,000985	0,0000206	0,0000223
SO_2	1,000686	1,001372	1,009548	0,0000214	0,0001490

Der Vergleich von Tabelle 16 und 17 läßt auch hier die schon bekannte Ausnahmestellung des Wasserstoffs erkennen, der sowohl in der Größe $\frac{a_0}{M}$ wie in der von $\frac{D-1}{M}$ das Mittel der anderen erheblich überragt. Das Absorptionsvermögen von CO ist in unseren Messungen vielleicht etwas zu klein ausgefallen, andererseits konnte der etwas unter dem Durchschnitt liegende Wert von $\frac{a_0}{M}$ für Sauerstoff, wie er auch durch seine Dielektrizitätskonstante gefordert sein würde, nicht bestätigt werden.

Von besonderem Interesse ist die schweflige Säure. Ihr Absorptionsvermögen würde einer Dielektrizitätskonstante von etwa 1,0014 entsprechen. Tabelle 17 zeigt nun, daß sich in der Tat aus dem von Ketteler gemessenen Wert von n für 589 $\mu\mu$ die Dielektrizitätskonstante zu 1,001372 berechnet. Der von Klemenčič gemessene Wert ist dagegen viel zu groß. Er findet $D = 1{,}009548$, Ayrton und Perry[1]): $D = 1{,}0037$.

Daß die Berechnung von D aus n für Na-Licht zu nennenswerten Fehlern führt, ist nicht anzunehmen. Auch entspricht der berechnete Wert dem zu erwartenden auffallend gut. Wohl aber lassen sich Einwände gegen die gemessenen Werte von D erheben. Tabelle 17 zeigt, daß es gerade die dichteren, leichter zu verflüssigenden Gase sind, die in ihren gemessenen Werten von D gegenüber den berechneten nach oben abweichen. Es liegt nahe, dies der Methode zuzurechnen. Das Boltzmannsche Verfahren, die Dielektrizitätskonstante der Gase durch Druckvariation zu bestimmen, kann gerade bei einem, nahe dem Siedepunkt befindlichen Gas, wie der schwefligen Säure, im Augenblick der Druckentspannung Kondensation und dadurch Fehler der Messung verursachen. Dieser Einwurf wird durch die Bemerkung Klemenčičs nicht behoben, daß die schweflige Säure vor dem Eintritt in den Kondensator in einem Bleirohr auf die Temperatur von 39° C gebracht worden sei. Auch der von Ayrton und Perry gefundene Wert, der, ebenfalls viel zu hoch, von jenem ersten stark abweicht, scheint darauf hinzuweisen, daß man in der Methode der Messung den Grund der Abweichung suchen müsse.

So dürften die vorliegenden Messungen der Kathodenstrahlabsorption zur Klärung dieser Frage ihr Teil beigetragen und gezeigt haben, daß die Kathodenstrahlabsorption dazu dienen kann, die Größe der Dielektrizitätskonstante von Körpern zu bestimmen und ihrem Hinweis gegebenenfalls mehr Vertrauen zu schenken als der direkten Messung, ein Umstand, der die Verwandtschaft zwischen dem Vorgange der Absorption von Kathodenstrahlen und dem der Dispersion von Lichtstrahlen zum Ausdruck bringt.

Heidelberg, Physikalisches Institut der Universität. Januar 1910.

(Eingegangen 8. Februar 1910.)

1) W. E. Ayrton und J. Perry, Transact. of Asiat. Soc. of Jap. **5**, 116, 1876—1877.

Die magnetischen Strahlen.
(I raggi magnetici.)

Zusammenfassende Übersicht über verschiedene neuere Veröffentlichungen[1]).

Von Augusto Righi.

1. Unter den Leuchterscheinungen, die man beobachtet, wenn man in einer mit verdünntem Gase gefüllten und in einem Magnetfelde angeordneten Röhre die Entladung übergehen läßt, ist eine sehr bemerkenswert. Sie ist zum ersten Male von Plücker[2]) beschrieben und dann von Hittorf[3]) und später von vielen anderen Physikern untersucht worden. Diese Erscheinung besteht in der Bildung einer Licht-

1) Bull. des Séances de la Soc. Franç. de Phys. 1908 (1). — Mem. R. Acc. di Bologna, 17. Mai 1908, 17. Januar 1909, 14. November 1909. — Lincei Rend., 5. Juni 1909, 20. Juni 1909.
2) Pogg. Ann. **103**, 88, 151, 1858.
3) Pogg. Ann. **136**, 213, 1869.

säule, die im allgemeinen von den durch den Rand der Kathode gehenden Linien der magnetischen Kraft begrenzt wird.

Die einzige Erklärung, die man bisher für diese Erscheinung gegeben hat, besteht in der Annahme, daß dieses Lichtbündel sich einfach aus den Kathodenstrahlen zusammensetze, welche im Magnetfelde Formen ähnlich denen um die magnetischen Kraftlinien gewundener Schraubenlinien annehmen. Es ist nicht daran zu zweifeln, daß diese Gestaltsänderung, die auf der Wirkung des Feldes auf die einzelnen in Bewegung befindlichen Elektronen beruht, erfolgen muß. Man kann sie sogar direkt an feinen Kathodenstrahlenbündeln beobachten, die deutlich sichtbar sind, wenn das Gas einen passenden Verdünnungsgrad hat.

Will man aber diese Erklärung auf gewisse besondere Fälle anwenden, so muß man sie durch die Annahme ergänzen, daß auch die sekundären Kathodenstrahlen, die dort entstehen, wo die Gasmoleküle von den Elektronen getroffen werden, dasselbe Schicksal erleiden. Oder mit anderen Worten: Man muß das Kathodenstrahlenband, dessen Gestalt der einer von der Kathode ausgehenden Schraubenlinie ähnelt, als eine Verlängerung dieser Kathode ansehen.

Nichtsdestoweniger haben sich einige Physiker, nämlich Birkeland[1]), Broca[2]), Pellat[3]), und vor allen Dingen Villard[4]) durch besondere Versuche veranlaßt gesehen, die angegebene Erklärung als durchaus unzulänglich aufzufassen, und die Existenz neuartiger, von den Kathodenstrahlen verschiedener Strahlen anzunehmen.

Ich habe einige von den Versuchen der genannten Physiker wiederholt und neue über denselben Gegenstand angestellt. Dabei habe ich mich auch von der Unzulänglichkeit der gewöhnlichen Theorie überzeugen müssen. Statt mich indessen auf die Annahme zu beschränken, daß im Magnetfelde neuartige Strahlen entstehen, die von der Kathode ausgehen und gewissermaßen eine Umwandlung der Kathodenstrahlen darstellen, statt dessen habe ich versucht, mir von der Erzeugung und dem Wesen der neuartigen Strahlen mittels einer besonderen Theorie Rechenschaft zu geben, die sich auf die folgende Hypothese stützt.

Nach dieser Hypothese würden in einem ionisierten Gase nicht nur Moleküle, Ionen und Elektronen vorhanden sein, sondern auch gewisse elektrisch neutrale, aber von Atomen und Molekülen verschiedene Systeme. Jedes dieser Systeme würde aus einem positiven Ion und einem Elektron bestehen (mit dem Worte Elektron will ich immer ein negatives Elektron bezeichnen); letzteres würde unter der Wirkung der gegenseitigen elektrischen Anziehung um das Ion kreisen wie ein Planet um die Sonne. Dieser Vergleich ist zulässig in Anbetracht des Umstandes, daß die Masse des Ions gegenüber jener des Elektrons sehr groß ist, so daß man das erstere als unbeweglich ansehen kann; in Wirklichkeit bewegen sich allerdings beide wie die beiden Sterne, die einen Doppelstern bilden. Nach dieser Annahme würden die neuen Strahlen aus ähnlichen Doppelsternen bestehen, die so orientiert wären, daß ihre Bahnen merklich in Ebenen normal zu den magnetischen Kraftlinien liegen, und die sich auf Pfaden bewegten, die merklich mit diesen Kraftlinien zusammenfallen. Diese Doppelsterne Elektron-Positives Ion würden indessen nicht intakt bleiben; sie würden im Gegenteil fortgesetzt zerstört und wiederhergestellt werden, und zwar infolge der durch ihre Annäherung an Ionen, Atome usw. hervorgerufenen Stöße, oder Störungen im allgemeinen.

Ich habe für diese neuen Strahlen die Bezeichnung Magnetische Strahlen für passend erachtet. Zu dieser Benennung veranlaßte mich das Verhalten, das sie zeigen, wenn man ihnen einen Magnetpol nähert, sowie auch die zu ihrer Erzeugung notwendige Bedingung. Ich finde, daß diese Benennung aus vielen Gründen den übrigen vorgeschlagenen Bezeichnungen, wie Strahlen zweiter Art (Broca), Magnetokathodenstrahlen (Villard), u. a. m., vorzuziehen ist.

2. Es ist wahrscheinlich, daß in einem ionisierten Gase immer einige dieser Doppelsterne Elektron-Positives Ion vorhanden sind. Ein solches System wird sich bei verschiedenen Gelegenheiten bilden. Wenn sich beispielsweise ein positives Ion und ein Elektron mit Geschwindigkeiten von passender Größe und Richtung einander nähern, so kann es geschehen, daß das Elektron zu einem Trabanten des Ions wird. Dieser Fall bildet somit einen Mittelfall zwischen zweien, die bisher allein in Betracht gezogen worden sind, nämlich einerseits dem Fall, daß sich das neutrale Atom bildet, und andererseits, daß sich das Elektron wieder von dem Ion entfernt, wie ein nicht periodischer Komet, der sein Perihel überschritten hat.

Die gedachten Atom-Doppelsterne können gleichfalls unter entgegengesetzten Verhält-

1) C. R., 21. Februar 1898.
2) C. R., 7. März 1898.
3) C. R., 1902—1904.
4) C. R., 1904—1906.

nissen entstehen, nämlich in Fällen, die sich sehr wenig vom Falle der Ionisation durch Stoß unterscheiden. Von den möglichen Wirkungen eines Stoßes, den ein neutrales Atom erleidet, betrachtet man nämlich nur zwei, nämlich einmal den Fall, daß das Atom unversehrt bleibt, und zweitens den Fall, daß es in ein positives Ion und ein Elektron gespalten wird, die beide vollkommen frei sind. Die Möglichkeit eines mittleren Falles liegt nun auf der Hand, und zwar des Falles, daß das Elektron im Bereiche der elektrischen Anziehung des Ions verbleibt. Eine ähnliche Möglichkeit hat vor gar nicht langer Zeit J. J. Thomson[1]) als offenbar vorhanden angenommen; damals hatte Thomson von meinen ersten Veröffentlichungen über diesen Gegenstand wahrscheinlich keine Kenntnis.

Kann man nun die Möglichkeit der Bildung der kreisenden Doppelsterne nicht leugnen, so muß man andererseits zugeben, daß derartige Doppelsterne sehr instabil sein müssen. Es ist in der Tat klar, daß die Lostrennung des Elektrons aus einem dieser Systeme viel leichter und häufiger sein muß als die Ionisation eines Atoms.

Infolge dieser Unbeständigkeit der kreisenden Doppelsterne, wie auch wegen ihrer indifferenten Orientierung nach allen Richtungen, können sie ihr Vorhandensein unter gewöhnlichen Verhältnissen nicht zu erkennen geben; dem ist aber nicht mehr so, wenn sie sich im Magnetfelde bilden. Man sieht nämlich ein, daß die Stabilität gewisser passend orientierter Doppelsterne durch das Feld gesteigert wird, und alsdann wird sich ihre Existenz zu erkennen geben können.

3. Es ist nicht möglich, das Problem der Bewegung eines kreisenden Systems Elektron-Positives Ion als Ganzes oder auch für jeden seiner Bestandteile einzeln vollständig zu lösen, oder auch nur seine Stabilität oder seine größere oder geringere Widerstandsfähigkeit gegen den Zerfall infolge von Zusammenstößen oder Störungen durch Atome und Moleküle sicher zu schätzen. Wir können daher nicht den Anspruch erheben, die vorstehende Behauptung streng zu beweisen, daß das Magnetfeld die vermutliche Lebensdauer gewisser dieser Doppelsterne verlängere. Wir müssen uns deshalb mit generellen und unvollkommenen Erwägungen zufrieden geben.

In erster Linie müssen wir erwägen, daß der Doppelstern Elektron-Positives Ion auf zwei verschiedene Weisen zerstört werden kann. Die Störung, die ein in die Nähe des Doppelsternes gelangendes Teilchen hervorruft, kann nämlich die endgültige Entfernung des Elektrons vom positiven Ion bedingen, oder im Gegenteil bewirken, daß dieses Elektron im Verein mit dem Ion ein neutrales Atom bildet. Wahrscheinlich wird der erstere Fall dann eintreten, wenn die Entfernung zwischen dem Elektron und dem Ion des Doppelsternes verhältnismäßig groß ist, und der zweite Fall dann, wenn diese Entfernung verhältnismäßig klein ist, und es wird einen bestimmten Wert für diese Entfernung geben, bei dem die Stabilität des Systemes am größten ist.

Dies vorausgeschickt, wollen wir der Einfachheit halber annehmen, daß sich das Elektron kreisförmig um das Ion in einer merklich normal zur Richtung des Magnetfeldes liegenden Ebene bewege, daß diese Ebene also die Orientierung habe, bei welcher die Wirkung des Feldes wahrscheinlich am ausgeprägtesten ist. Dann wird auf das Elektron eine elektromagnetische Kraft wirken, deren Richtung in Richtung der Geraden liegt, die das Elektron mit dem Ion verbindet. Diese Kraft wird sich entweder zu der elektrischen Kraft addieren, oder sich von ihr subtrahieren, je nach dem Drehungssinne des Elektrons und nach dem Richtungssinne der magnetischen Kraft. Im ersteren Falle, der dann verwirklicht ist, wenn das Elektron in demselben Sinne kreist wie der elektrische Strom, von dem man sich das Magnetfeld herrührend denken kann, in diesem Falle wird die Stabilität des Systemes vergrößert werden und im zweiten Falle vermindert. Bei gleichem Halbmesser der Bahn des Elektrons nämlich (wenn wir beispielsweise annehmen, daß dieser Halbmesser einen Wert sehr nahe gleich dem habe, bei dem die Stabilität am größten ist) ist die Geschwindigkeit, die das Elektron besitzt, im ersten Falle größer, im zweiten kleiner als die, welche es bei Nichtvorhandensein des Magnetfeldes besitzen würde, und das Elektron wird im ersten Falle weniger leicht, im zweiten Falle dagegen leichter aus seiner Bahn abgelenkt werden.

Derartige Betrachtungen erhalten eine bestimmtere Gestalt, wenn man leichte Rechnungen zu Hilfe nimmt, die durch einige berechtigte beschränkende Hypothesen ermöglicht werden. Setzt man das Ion als unbeweglich voraus, und nimmt man an, daß in einem gegebenen Augenblicke ein senkrecht zur Bahnebene des Elektrons gerichtetes Magnetfeld entsteht, so sind die Bewegungsgleichungen des Elektrons:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -h\frac{x}{r^3} - k\frac{dy}{dt},$$

1) Proc. Phil. Soc. Cambridge **14** (5), 545.

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -h\frac{y}{r^3} + k\frac{dx}{dt},$$

wo

$$r^2 = x^2 + y^2$$

ist, und wo x und y die Ordinaten des Elektrons in bezug auf Achsen sind, deren Anfangspunkt in dem Punkte liegt, den das positive Ion einnimmt. In diesen Gleichungen sind weiter h und k zwei Konstanten, von denen die erste von den Ladungen $\pm e$ des Ions und des Elektrons und von der Masse m des Elektrons abhängt, die zweite von e, von m und von der magnetischen Feldstärke, der sie sogar proportional ist, und die wir als verhältnismäßig klein voraussetzen.

Diese Gleichungen lassen sich unschwer integrieren, besonders wenn man nach einer ersten Integration die Polarkoordinaten r und ϑ einführt, die durch

$$x = r\cos\vartheta$$
$$\text{und } y = r\sin\vartheta$$

gegeben sind. Ich will mich hier darauf beschränken, einige der Formeln anzugeben, zu denen man dabei gelangt [1]).

Bevor das Magnetfeld vorhanden ist, also wenn $k = 0$ ist, ist die Bewegung des Elektrons identisch mit der Bewegung eines Planeten um die Sonne, sofern wir die Fälle einer hyperbolischen oder parabolischen Bewegung ausschließen. Die Bahn verändert sich aber naturgemäß, sobald in einem gegebenen Augenblicke das Magnetfeld erregt wird. Diese Änderung erfolgt in der Weise (wenn der Sinn, in dem die magnetische Kraft wirkt, derselbe ist, wie wir in den Formeln angenommen haben), daß die größte Entfernung vom Ion, in welche das Elektron im Laufe seiner Bewegung gelangt, kleiner wird als vor der Erregung des Feldes, und daß dasselbe bezüglich der kleinsten Entfernung erfolgt. Der größte und der kleinste Wert für r werden nämlich durch die Formel

$$r = \frac{1}{1+\alpha B}\{A \pm$$
$$\sqrt{A^2 - B^2 + \alpha B(\alpha B r_0^2 - B^2 + r_0^2)}\}$$

gegeben. In dieser Formel ist r_0 der Wert von r in dem Augenblicke, wo das Feld erregt wird; A und B sind die große und die kleine Halbachse der Ellipse, welche das Elektron durchläuft, bevor das Feld in Wirksamkeit tritt; α ist eine Konstante, die zu k und somit zur Feldstärke proportional ist.

Bemerken wir, daß für $\alpha = 0$, das heißt, wenn kein Magnetfeld vorhanden ist, der höchste Wert für r gleich $A + \sqrt{A^2 - B^2}$ und der kleinste Wert gleich $A - \sqrt{A^2 - B^2}$ ist, so können wir aus der vorstehenden Formel folgende Schlüsse ziehen:

Wenn wir den Fall ausnehmen, daß $r_0 = A + \sqrt{A^2 - B^2}$ ist, und in welchem die Formel eben diesen Wert als Höchstwert von r ergibt, und wenn wir den Fall ausnehmen, daß $r_0 = A - \sqrt{A^2 - B^2}$ ist, und in welchem die Formel eben diesen Wert als Mindestwert von r ergibt, so ist sowohl der Höchstwert von r als auch sein Mindestwert kleiner als $A + \sqrt{A^2 - B^2}$ bzw. $A - \sqrt{A^2 - B^2}$, also kleiner als der Höchstwert bzw. der Mindestwert von r für $\alpha = 0$.

Die Wirkung, die das Feld hervorbringt, besteht also darin, das Elektron dem Ion zu nähern. Da das Feld die höchste Entfernung vermindert, so wird die Möglichkeit einer Zerstörung des Doppelsternes durch Entfernung des Elektrons verringert; aber der Umstand, daß die Mindestentfernung durch das Feld gleichfalls verringert wird, führt nach unseren voraufgegangenen Ausführungen zu einem entgegengesetzten Schlusse. Da indessen im allgemeinen die Verringerung des Höchstwertes von r ausgeprägter ist als die Verringerung seines Mindestwertes, so wird es begreiflich, daß im allgemeinen die überwiegende Wirkung des Feldes darin bestehen wird, dem Doppelsterne eine gewisse Beständigkeit zu verleihen. Nur wenn wir zu Magnetfeldern von sehr großer Stärke übergehen, wird sich die umgekehrte Wirkung zeigen können.

Wie wir weiter unten sehen werden, habe ich eine Erscheinung beobachtet, die mit dieser Voraussage im Einklang steht, nämlich das Verschwinden der magnetischen Strahlen in einem Magnetfelde von großer Intensität.

Es war nicht uninteressant, sich die Gestalt der Bahn des Elektrons im Magnetfelde klar zu machen. Die Gleichung dieser Kurve wird durch

$$\vartheta = \arccos\frac{B^2 - Ar}{r\sqrt{A^2 - B^2}} + \alpha(R - R_0)$$

ausgedrückt, wenn wir der Kürze halber

$$P^2 = -B^2 + 2Ar - r^2,$$
$$Q = \frac{1}{P(A^2 - B^2)}\{Ar(B^2 - r_0^2) -$$
$$B^2(B^2 + r_0^2) + 2A^2 r_0^2\},$$
$$R = -A\arcsin\frac{A - r}{\sqrt{A^2 - B^2}} - P + Q$$

setzen und übereinkommen, mit P_0, Q_0, R_0 die Werte zu bezeichnen, die P, Q, R annehmen, wenn wir r durch r_0 ersetzen. Von den beiden Vorzeichen vor dem letzten Gliede der Gleichung für die Bahn müssen wir das obere oder das

1) Wegen der Entwicklung der Rechnungen siehe: Mem. R. Acc. di Bologna, 14. November 1909.

untere nehmen, je nachdem der Wert ϑ_0 von ϑ in dem Augenblicke, wo das Magnetfeld erregt wird, kleiner oder größer ist als 180^0.

Der Wert der vorstehenden Formel liegt darin, daß wir mit ihrer Hilfe Punkt für Punkt die Bahn zugleich mit der Ellipse konstruieren können, also mit der ursprünglichen Bahn, die das Elektron durchlief, als das Magnetfeld noch nicht wirkte, und zwar, wenn wir A, B, r_0, α beliebige Werte beilegen. Wir erhalten dann eine Zeichnung, in der die beiden Bahnen einander gegenübergestellt sind, und zwar in beliebigem Maßstabe. Dabei sind die Unsicherheiten vermieden, denen man in analogen Fällen begegnet, wo man für e, m, und vor allen Dingen für r, wahrscheinliche Werte annehmen muß. Der Vorteil, den wir somit erzielen, ist die Folge davon, daß wir A und B an Stelle von m und e in die Formel eingeführt haben sowie des Umstandes, daß es nicht sowohl auf die absolute Dimension der Bahn ankommt, als vielmehr auf ihre Gestalt und ihre Größe im Verhältnis zur Gestalt und Größe der ursprünglichen Ellipse.

Aus den zahlreichen Zeichnungen, die ich angefertigt habe, geht soviel hervor, daß die neue Bahn sehr jener ähnelt, die man für das schwingende Elektron in der Theorie des Zeemanphänomens findet.

Man kann sich eine Vorstellung von der gesuchten Bahn auch auf andere Weise bilden, wenn man nämlich die Kurve der Gleichung

$$\vartheta_1 = \arccos \frac{B^2 - Ar}{r\sqrt{A^2 - B^2}} + \alpha(Q - Q_0)$$

zeichnerisch darstellt.

Man erkennt, daß diese Bahn sehr wenig von der ursprünglichen Ellipse abweicht. Angenommen nun, daß das Elektron die Bahn nach einem Gesetze durchläuft, welches durch eine bestimmte Formel ausgedrückt wird, die wir hier nicht anzugeben brauchen, brauchen wir uns nur zu denken, daß gleichzeitig diese Kurve in ihrer eigenen Ebene um den von dem Ion eingenommenen Brennpunkt der Ellipse kreise, und zwar mit der Winkelgeschwindigkeit $\frac{1}{2}k$. Dann wird die tatsächliche Bewegung des Elektrons genau wiedergegeben. Auch hier zeigt sich wieder eine gewisse Analogie mit dem Falle des Zeemanphänomens. Wir können noch hinzufügen, daß die Periode T der Bewegung des Elektrons auf dieser Kurve, die ich als kreisende Bahn bezeichne,

$$T = T_0 (1 - 3\alpha B)$$

ist, wo T_0 die Periode vor Erregung des Feldes ist; ferner, daß die von dieser Kurve umschlossene Fläche

$$s = \pi A B \left[1 - \frac{\alpha}{B}(r_0^2 + 3B^2)\right]$$

offenbar kleiner ist als die Fläche der Ellipse. Es ist kaum nötig, zu bemerken, daß die sämtlichen angegebenen Folgerungen sich in die gegenteiligen verwandeln, wenn wir uns die Bewegung des Elektrons auf der Ellipse oder auch die Feldrichtung umgekehrt denken.

4. Die hauptsächlichen Gründe, welche die Hypothese von der Existenz neuartiger Strahlen rechtfertigen, hat Villard im Verfolg seiner bekannten Versuche formuliert. Villard weist zunächst darauf hin, daß das Plückersche Lichtbündel dann plötzlich aufzutreten pflegt, wenn man unter allmählicher Steigerung der magnetischen Feldstärke einen gewissen Wert erreicht. Diese Eigentümlichkeit würde sich schwer erklären lassen, wenn diese Erscheinung nichts anderes wäre als die Fortsetzung der Erscheinung der Kathodenstrahlen unter stufenweiser Änderung ihrer Gestalt.

Ein weiterer Grund besteht nach Villard darin, daß diese angenommenen neuartigen Strahlen keine elektrischen Ladungen mit sich führen. Dieser Umstand würde genügen, um uns die bisher angenommene Erklärung aufgeben zu lassen und uns zur Annahme der neuen Strahlen zu zwingen; aber leider ist dieser Umstand, nach Villards eigenem Urteil, nicht genügend sicher erwiesen.

Andere und bessere Beweise hatten wir bislang nicht, denn gewisse angebliche unterscheidende Merkmale, beispielsweise die Ablenkung der Magnetokathodenstrahlen mit Hilfe eines elektrostatischen Feldes in solchem Sinne, daß sie an eine neue, der Laplaceschen reziproke Kraft denken ließ, konnten als solche nicht angesehen werden. Diese Ablenkung kann man sich nämlich, wie Fortin[1]) dargetan hat, einfach mit Hilfe der Kathodenstrahlen erklären.

Gewichtigere Gründe zugunsten des Vorhandenseins der neuartigen Strahlen ergeben sich aus meinen Versuchen, auf die ich kurz hinweisen will. Zuvor muß ich jedoch etwas eingehender erklären, woher es aller Wahrscheinlichkeit nach kommt, daß sich im Verlaufe einer Entladung im Magnetfelde die kreisenden Doppelsterne — Positives Ion im Innern des Kathodenstrahlenbündels bilden, wie sie sich bewegen, und wie sie, obwohl sie sich beständig erneuern, den Kathodenstrahlen die neuen Eigenschaften verleihen, um derentwillen wir sie als Strahlen von neuer und abweichender Struktur ansehen müssen.

---

1) C. R., 20. Juni 1904.

Nach der Theorie der Entladung, wie sie heute allgemein angenommen wird, ionisieren die von der Kathode ausgehenden Elektronen durch ihren Stoß das Gas, und zwar hauptsächlich in dem leuchtenden Gebiete, das die zweite negative Schicht ausmacht, und dann weiterhin in der positiven Lichtsäule. Nach dem bereits Ausgeführten werden jedoch die in Bewegung befindlichen Elektronen nicht immer zur vollständigen Spaltung der Atome Anlaß geben, sondern zuweilen zur Bildung der kreisenden Systeme Elektron-Positives Ion. Wenn sich weiter die Elektronen positiven Ionen nähern, so kann nicht nur die Neubildung neutraler Atome eintreten, sondern auch die Bildung der gewohnten Doppelsterne. Insbesondere durch diejenigen unter den Elektronen, die nicht allzu große Geschwindigkeiten besitzen, wird die Bildung solcher Doppelsterne veranlaßt werden. Die Existenz der rückläufigen positiven Strahlen, das heißt positiver Ionen, die in demselben Sinne wandern wie die Kathodenstrahlen, bildet eine weitere Tatsache, die offenbar die Bildung der kreisenden Systeme begünstigt, die natürlich eine translatorische Bewegung in demselben Sinne beibehalten werden, wie ihn die freien Elektronen besessen hatten.

Da das Magnetfeld das vergängliche Dasein jener kreisenden Doppelsterne verlängert, die in dem mehrfach definierten Sinne orientiert sind, und zwar so, daß das Elektron in demselben Sinne um das Ion kreist wie der dem Felde äquivalente Strom, so werden nur diese ihr Dasein zu erkennen geben und die magnetischen Strahlen bilden.

Man kann nicht annehmen, daß ein Doppelstern Elektron-Positives Ion, der sich einmal unter den Bedingungen größter Stabilität gebildet hat, einen langen Weg durchlaufen und dabei intakt bleiben könne.

Während also ein Kathodenstrahl die Bahn eines bestimmten Elektrons sein kann, ist nicht anzunehmen, daß ein magnetischer Strahl durch die translatorische Bewegung eines bestimmten kreisenden Doppelsternes gebildet werde. Wir müssen vielmehr annehmen, daß ein bestimmter Doppelstern eine sehr kurze Dauer habe, aber durch einen anderen ersetzt werde, der sich gleich darauf gebildet hat, sei es nun aus den Elementen des ersten, sei es mit einem anderen Ion oder mit einem anderen Elektron. Das müssen wir nicht nur wegen der geringen Beständigkeit der Doppelsterne annehmen, sondern auch deshalb, weil das Feld, zumal wenn es gekrümmte Kraftlinien hat, die Bewegung des Elektrons relativ zum Ion in solchem Sinne zu verändern strebt, daß sie für die Beständigkeit des Systems immer weniger günstig wird.

Die auffallendste Eigentümlichkeit des Plückerschen Lichtbündels, nämlich die Eigentümlichkeit, sich in Richtung der magnetischen Kraftlinien auszubreiten, läßt sich mit Hilfe der alten Theorie erklären, und zwar unabhängig von den hypothetischen Doppelsternen Ion-Elektron. Die von mir aufgestellte Theorie erweist sich als notwendig, wenn wir uns die übrigen Eigenschaften dieses Lichtbündels erklären wollen, wie sein plötzliches Auftreten, das Mitführen einer kleineren Menge negativer Elektrizität, u. a. m. Diese Theorie behauptet nur, daß die Elektronen auf ihrem Wege längs merklich schraubenförmiger und um die magnetischen Kraftlinien gewundener Bahnen nicht immer frei bleiben, sondern sich auf Augenblicke mit positiven Ionen vereinigen, die sie mit sich fortreißen, und dadurch die geschilderten kreisenden Doppelsterne hervorrufen.

5. Der erste Weg, den ich bei meinen Untersuchungen verfolgte, war der, die Ladungen zu untersuchen, welche das Plückersche Lichtbündel, oder, wie ich von jetzt ab sagen will, das magnetische Strahlenbündel, mit sich führt. Dadurch wollte ich natürlich sehen, ob sich das von Villard vermutete überaus wichtige Ergebnis sicher erweisen ließe.

Eine zylindrische Entladungsröhre wird so angeordnet, daß ihre Achse in der Verlängerung der Achse einer großen, zur Erregung des Magnetfeldes dienenden Spule liegt. Die an einem der beiden Enden der Röhre angebrachte Kathode wird dicht an der Spule angeordnet, während sich am anderen Ende ein Faradaykäfig befindet, also eine Anordnung ähnlich, wie sie Perrin und nach ihm J. J. Thomson angewandt haben, um die seitens der Kathodenstrahlen mitgeführten Ladungen aufzufangen.

Die Anode befindet sich dann am Ende einer in der Nähe der Kathode an die Röhre angeschmolzenen Ansatzröhre.

Das Ergebnis meiner zahlreichen Versuche war folgendes: Die von den Kathodenstrahlen mitgeführte Ladung wird kleiner, wenn man die Spule mittels eines Stromes von hinreichender Stärke erregt. Bei weiterer Steigerung der Stromstärke gelangt man dann dahin, die in den Faradayschen Käfig transportierte Ladung fast gleich null zu machen. Bei diesem Versuche wurde die Leitfähigkeit berücksichtigt, welche die Luft in der Entladungsröhre infolge ihrer Ionisierung annimmt. Er erschien mir daher durchaus beweisend. Kürzlich habe ich indessen festgestellt[1]), daß das Magnetfeld diese

1) Rend. della R. Acc. di Bologna, 16. Januar 1910.

Ionisierung verstärkt. Da ich nun bisher nicht imstande gewesen bin, den von diesem Phänomen herrührenden Effekt, an den ich früher nicht gedacht hatte, von dem Effekte zu trennen, den ich nachweisen wollte, so bleibt das Ergebnis des beschriebenen Versuches abermals zweifelhaft.

6. Ich habe die Konstruktion der Entladungsröhre in leicht verständlicher Weise so verändert, daß ich in ihrem Innern ein Kanalstrahlenbündel erhielt, das sich längs der Röhrenachse in der Richtung von der Spule nach dem Ende zu fortpflanzte, wo sich der zur Aufnahme der von ihnen mitgeführten Ladung bestimmte Faradaykäfig befand. Ich erhielt beständig folgendes Ergebnis: Ohne das Magnetfeld sammelt sich eine positive Ladung an; mit dem Magnetfelde aber wird die gesammelte Ladung kleiner und nimmt mit wachsender Feldstärke weiter ab.

Das scheint darauf hinzudeuten, daß sich infolge der Vereinigung eines Teiles der in den Kanalstrahlen enthaltenen positiven Ionen mit Elektronen, die durch die Ionisation der Atome oder aus anderen Ursachen entstehen, magnetische Strahlen bilden. Im Gegensatze zu dem im fünften Abschnitte beschriebenen erscheint der hier besprochene Versuch beweisend; ich habe nämlich kürzlich festgestellt (s. a. a. O.), daß das Magnetfeld die Ionisierung der Luft in dem von den Kanalstrahlen durchlaufenen Gebiete nicht verstärkt, sondern sie vielmehr verringert.

7. Ich verfolgte dann eine andere Richtung und untersuchte das Verhalten der magnetischen Strahlen, wenn sie sich in Richtung abnehmender magnetischer Feldstärke fortpflanzen. Diese Untersuchung bot insofern Interesse, als die relative Beständigkeit der kreisenden Doppelsterne auf diesem Wege gleichfalls allmählich abnehmen muß und schließlich sogar dort nicht mehr vorhanden sein muß, wo die Feldstärke null oder nur noch sehr gering ist. Daher wird das Auftreten gewisser Erscheinungen wahrscheinlich, die durch das Freiwerden der Elektronen und besonders der positiven Ionen bei der Zerstörung der kreisenden Doppelsterne hervorgerufen werden.

Ich verwandte anfänglich zylindrische Entladungsröhren in der bisherigen Anordnung, deren Kathode sich an dem der Spule zunächst gelegenen Ende befand, während die Anode am abgekehrten Ende lag. Ich erhielt jedoch Erscheinungen, die kein großes Interesse boten. Ich bemerkte indessen, daß im allgemeinen das Feld die Ausdehnung des dunklen Raumes unter Verkürzung der positiven Säule vergrößerte.

Diese Erscheinung war auf Grund der aufgestellten Theorie vielleicht vorherzusehen. Sie beruht nämlich wahrscheinlich darauf, daß die Elektronen, die von der Kathode gegen die Anode hin wandern, und deren Aufgabe es ist, das Gas zu ionisieren, daß diese Elektronen, ehe sie die zur Ionisierung notwendige Geschwindigkeit erlangen, einen längeren Weg zurücklegen müssen, wenn sie während eines Teiles ihrer Bewegung mit positiven Ionen vereinigt gewesen sind.

Weiter habe ich eine Verringerung des Entladungspotentiales durch das Feld festgestellt. Was aber besonders interessant ist, das ist die Tatsache, daß sowohl diese wie die vorige Erscheinung sich umkehren, wenn man die Magnetfeldstärke über einen gewissen Wert hinaus steigert. Ich erhielt somit die erste Andeutung für eine Tatsache, die ich später streng beweisen konnte, und wonach ein zu starkes Feld ein Hindernis für das Bestehen der kreisenden Doppelsterne bildet.

8. Überlegt man, welchen Einfluß ein elektrostatisches Feld auf die Beständigkeit der Doppelsterne Elektron-Positives Ion ausüben kann, so kann man sich leicht davon überzeugen, daß ein solcher Einfluß vorwiegend dieser Beständigkeit entgegenwirkt. Diese Erwägung führte mich dazu, die Anode von ihrem Platze zu entfernen und sie, wie bei dem im Abschnitt **5** beschriebenen Versuche, in einer seitlichen Abzweigung der Entladungsröhre anzuordnen, so daß sich die magnetischen Strahlen frei in einem Raume entwickeln konnten, in dem das elektrostatische Feld schwach, wenn nicht gar null war. So entstanden die Röhren von der Gestalt der Fig. 1, die mich zu sehr interessanten Erscheinungen führten [1]). Wie man sieht, ist die Kathode C (eine kleine, von einem Glasröhrchen umgebene Scheibe) in der Röhrenachse nahe an der zur Erzeugung des Magnetfeldes dienenden Spule R angeordnet, während sich die Anode A in dem seitlichen Ansatz befindet.

Wenn durch die Spule R kein Strom fließt und die Luft in der Röhre den geeigneten Verdünnungsgrad [2]) hat, so erscheint in dem seitlichen Ansatz A die geschichtete positive Säule, während von dem die Kathode umgeben-

1) Solche Röhren werden jetzt von Richard Müller-Uri in Braunschweig geliefert. Sehr zweckmäßig sind die großen Formate von ungefähr 1 m Länge und 10 cm Durchmesser.

2) Der beste Verdünnungsgrad ist je nach den Abmessungen der Röhre, der Entladungsstromstärke usw. verschieden. Ich verweise wegen der diesbezüglichen Angaben, wie auch wegen aller Angaben über die Apparate zur Lieferung des Entladungsstromes, über die Meßapparate usw., auf die bereits genannten Veröffentlichungen.

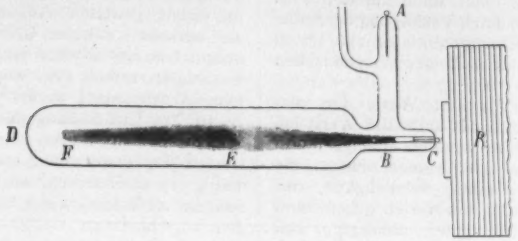


Fig. 1.

den Röhrchen ein Lichtbüschel ausgeht, das die Merkmale der Kathodenstrahlen aufweist [1]). Wenn man nun die Spule erregt, so wird die positive Säule abgelenkt und erscheint gewissermaßen gegen die Wand gedrückt, während das von der Kathode ausgehende Bündel länger und heller wird und die Merkmale der magnetischen Strahlen annimmt. Seine Helligkeit nimmt allmählich ab, je weiter man sich von der Kathode entfernt, bis zu einem Gebiete E, wo es nicht mehr sichtbar ist. Aber noch weiter hinaus zeigt sich eine neue Erscheinung, nämlich eine Lichtsäule EF von der Farbe und den Eigenschaften einer positiven Säule.

Wenn man die Feldstärke steigert, so entfernen sich die Gebiete E und F weiter und weiter von der Spule. Wenn aber die Röhre lang genug ist, und wenn es möglich ist, die Feldstärke hinreichend zu steigern, so tritt der Fall ein, daß die ganze Erscheinung wieder kürzer wird, so daß man unter günstigen Verhältnissen erreichen kann, der Röhre wieder ein ähnliches Aussehen zu verleihen, wie sie zeigte, als das Feld nicht vorhanden war [2]). Daraus ergibt sich, daß die Gegenwart eines Magnetfeldes von einer Feldstärke oberhalb eines gewissen Mindestwertes zwar nötig ist, damit die beschriebenen Erscheinungen entstehen, daß diese aber wieder verschwinden, wenn die Feldstärke einen zweiten oberhalb des ersten gelegenen Wert überschreitet.

Daß das magnetische Strahlenbündel länger wird, wenn man, nachdem es sich gezeigt hat, die Feldstärke erhöht, findet seine natürliche Erklärung in der Tatsache, daß sich gleichzeitig das Gebiet, in dem die magnetische Kraft kaum hinreichend ist, um den kreisenden Doppelsternen Elektron-Positives Ion einige Beständigkeit zu verleihen, daß sich gleichzeitig dieses Gebiet notwendigerweise immer weiter von der Spule entfernt befindet. Villard betrachtete diese Verlängerung als Wirkung einer an den Strahlen wirksamen bewegenden Kraft, die von dem Felde herrühre; die vorstehende Erklärung ist jedoch hinreichend. Allerdings besteht tatsächlich, wie weiter oben nachgewiesen wurde, eine Kraft, welche die Doppelsterne gegen das Gebiet zu tragen strebt, wo das Feld eine geringere Stärke hat, und diese Kraft wird vielleicht zu dem geschilderten Effekte beitragen können.

Bevor ich die Versuche beschreibe, die ich zur Untersuchung der neuartigen Leuchterscheinung angestellt habe, will ich das Ergebnis meiner Messungen über das Entladungspotential [1]) mitteilen. In der Hauptsache kann man sagen, daß man bei allmählicher Steigerung der Magnetfeldstärke von null an zuerst eine langsame und allmähliche Steigerung des Entladungspotentiales (der Potentialdifferenz zwischen den beiden Elektroden der Röhre) beobachtet; dann zeigt sich aber plötzlich eine schnelle und beträchtliche Steigerung. Gerade in diesem Augenblick erfolgt die Umwandlung der Kathodenstrahlen in magnetische Strahlen. Setzt man die Erhöhung der Feldstärke weiter fort, so kommt ein Augenblick, in dem das Entladungspotential schnell abnimmt; danach fängt es von neuem an, langsam anzusteigen wie in der ersten Phase. Die eben angedeutete schnelle Abnahme wird begleitet von einem Schwächerwerden mit darauffolgendem Verschwinden der magnetischen Strahlen, wobei die Lichterscheinung in der Röhre dann ungefähr das Aussehen wieder annimmt, das sie vor der Erregung des Feldes gehabt hatte.

1) In Wirklichkeit sieht man innerhalb des Röhrchens, das die Kathode umgibt, nicht nur die erste negative Schicht, sondern auch den dunklen Kathodenraum; das beschriebene Lichtbündel ist daher vielleicht als eins von denen anzusehen, die sich in Entladungsröhren mit einer Einschnürung bilden.

2) In Wirklichkeit bildet sich hinter der Kathode eine neue, noch nicht untersuchte Leuchterscheinung.

1) Lincei Rend., 5. Juni 1909.

Man kann sich somit, ohne die Röhre zu beobachten, einfach durch Verfolgung der Änderungen des Entladungspotentiales ein Urteil über das Vorhandensein der magnetischen Strahlen bilden.

Die beiden kritischen Werte der magnetischen Feldstärke, das heißt der Wert, bei dem die magnetischen Strahlen anfangen, und jener, bei dem sie verschwinden, ebenso die mehr oder minder große Schnelligkeit, mit der diese Veränderungen vor sich gehen, sind von zahlreichen Umständen abhängig, und zwar hauptsächlich von der Gestalt und den Abmessungen der Entladungsröhre, vom Druck des in der Röhre enthaltenen Gases, von der Stromstärke in der Röhre, u. a. m.

Meistens tritt der Fall ein, daß man nur eine der beiden Erscheinungen feststellen kann, nämlich entweder das Erscheinen der magnetischen Strahlen oder ihr Verschwinden. Es kann beispielsweise vorkommen, daß man bis hinab zu den geringsten Feldstärken die magnetischen Strahlen erhält, und daß sie so allmählich erscheinen, daß man keinen Wert für die kritische Mindestfeldstärke anzugeben vermag. Dann kann man leicht den zweiten kritischen Wert für die Feldstärke erreichen und das plötzliche Verschwinden der magnetischen Strahlen beobachten. Oder umgekehrt: Diese Strahlen treten plötzlich bei beträchtlicher Feldstärke auf, und dann ist die Feldstärke, die ihr Verschwinden bedingt, praktisch nicht erreichbar.

9. Zuweilen läßt die Entladungsröhre einen schwachen hohen Ton hören, dessen Tonhöhe indessen mit zunehmender Feldstärke abnimmt. Diese Erscheinung ist ein Zeichen und ein Maß für das Intermittieren des Entladungsvorganges. Man braucht nur die Röhre in einem rotierenden Spiegel zu beobachten, um festzustellen, daß ohne Feld der Strom in der Röhre kontinuierlich ist oder zu sein scheint, daß er dagegen, wenn das Feld wirkt, unzweifelhaft intermittiert und eine mit der magnetischen Feldstärke wachsende Periode hat.

Diese Tatsache und die zuvor erwähnte (die Zunahme des Entladungspotentiales) kann man auf Grund der aufgestellten Theorie folgendermaßen zu erklären versuchen: Da die Elektronen, die sich von der Kathode entfernen, durch ihre Vereinigung mit positiven Ionen ihrer Aufgabe, das Gas zu ionisieren, nicht gerecht werden, so ergibt sich hieraus eine Verlangsamung des Fortpflanzungsprozesses der Elektrizität in der Röhre und aus dieser weiter eine Zunahme der Potentialdifferenz zwischen den Elektroden. Infolgedessen nimmt das elektrostatische Feld an Stärke zu, und das beeinträchtigt die Beständigkeit der Doppelsterne. In einem gewissen Augenblicke hört daher die zeitweise teilweise Unterbrechung des gewöhnlichen Entladungsvorganges auf, und die Entladung verläuft frei, worauf sich dann dasselbe Wechselspiel wiederholt.

10. Zur Erforschung der Leuchterscheinungen, die in den Röhren von der beschriebenen Gestalt (Fig. 1) auftreten, erschien es mir zweckmäßig, zu untersuchen, wie sich diese Erscheinungen verändern, wenn man nach und nach den verschiedenen Gebieten der Röhre eine zweite Spule nähert, deren Achse auf der Achse des Apparates senkrecht steht. Wenn man die neue Spule dem Strahlenbündel BC nähert, so verändert dieses seine Gestalt entsprechend der veränderten Gestalt der Kraftlinien des Magnetfeldes. Wenn beispielsweise der der Röhre genäherte Pol mit dem an der Kathode angrenzenden Pole von R ungleichnamig ist, so krümmt sich das Strahlenbündel gegen die zweite Spule hin. Diese Erscheinung wird, wie bereits bemerkt, auch durch die bisher angenommene Theorie erklärt. Dies gilt aber nicht mehr für die folgende Eigentümlichkeit: Wenn die beiden Spulen von einem und demselben Strome durchflossen werden, und man die Stromstärke sehr stark erhöht, so kann man behaupten, daß sich die Feldstärke ändert, aber nicht die Gestalt der Kraftlinien. Es scheint nämlich nicht, als könne der Umstand einen wirklichen Einfluß haben, daß der Anteil der Eisenkerne an der Felderzeugung nicht in demselben Verhältnisse zunimmt wie der Anteil, der den Wicklungen der beiden Spulen zukommt. Nunwohl, wenn man so verfährt, so beobachtet man, daß sich das Bündel mehr gegen die seitliche Spule hin krümmt. Das führt zu der Annahme, daß die magnetischen Strahlen nicht genau, sondern nur annähernd den magnetischen Kraftlinien folgen. Diese Eigentümlichkeit ist ähnlich, und beruht vermutlich auf einer ähnlichen Ursache wie die, daß bei meinen Versuchen über den elektrischen Schatten in Luft unter gewöhnlichem Druck die Ionen nur annähernd den elektrischen Kraftlinien folgen.

Während das Strahlenbündel BE bis zum Anschlag an die Röhrenwand gekrümmt wird, erscheint gewöhnlich ein neues, schwach leuchtendes Bündel, welches eine Reflexion der magnetischen Strahlen darstellt. Auf die Erscheinungen dieser Art werde ich weiter unten hinweisen.

Weiterhin wird die Lichtsäule EF blaß oder verschwindet. Wenn jedoch die Röhre einen weiten Ansatz von solcher Neigung trägt, daß das gekrümmte magnetische Strahlenbündel

gegen diesen hin gerichtet ist, so bildet sich die Säule EF so hell wie bisher, aber nicht in der Hauptröhre, sondern in der neuen Ansatzröhre.

11. Ein ganz anderes Ergebnis erhält man, wenn man den Magnet der Röhre zwischen E und F nähert. Vor allen Dingen ist zu bemerken, daß die Säule EF bei den langen Röhren, die ich benutzt habe, beinahe außerhalb des von der Spule R erzeugten Magnetfeldes liegt, oder daß zum mindesten das von der seitlichen Spule herrührende Feld bei weitem überwiegt.

Dies vorausgeschickt, beobachtet man folgende Erscheinungen: Wenn die bewegliche Spule E gegenüber steht, oder etwas weiter hinaus, so sieht man, wie sich die Lichtsäule, die das Aussehen der positiven Säule hat, gegenüber dieser Spule deformiert und dabei in einer zur Achse dieser Spule senkrechten Ebene bleibt. Wenn man dann die Spule immer weiter nach F hin verschiebt, so sieht man, wie diese Deformation schwächer wird, bis sie durch eine Verdoppelung der Lichtsäule vernichtet, oder vielmehr ersetzt wird. Rückt man schließlich die Spule noch weiter nach F hin, so deformiert sich die Lichtsäule vor der Spule im entgegengesetzten Sinne wie vorher. Diese Ergebnisse lassen sich folgendermaßen ausdrücken: Das Verhalten der Lichtsäule EF ist so, wie man es an der positiven Säule einer Entladungsröhre mit Kathoden an den Enden und mit einer Anode in einem gewissen Gebiete zwischen E und F beobachten würde. Diese unsichtbare Anode, die an einer gewissen Stelle auf der Verlängerung des magnetischen Strahlenbündels vorhanden zu sein scheint, wenn das Magnetfeld erregt ist, diese unsichtbare Anode nenne ich virtuelle Anode.

Dieses Ergebnis, das den Hoffnungen entspricht, die ich bei Inangriffnahme der einschlägigen Versuche hegte, läßt sich folgendermaßen erklären: Die positiven Ionen und die Elektronen, die längs des magnetischen Strahlenbündels infolge der beständigen Zerstörung der Doppelsterne Elektron-Positives Ion frei geworden sind, gehen nicht alle in die Bildung neuer Doppelsterne ein; vielmehr müssen viele von ihnen, zumal in den weniger nahe an der Spule R gelegenen Gebieten, frei bleiben. Dies wird besonders dort eintreten, wo die magnetischen Strahlen, da sie ein Gebiet erreicht haben, in welchem die Feldstärke zu gering ist, endgültig aufhören, sichtbar zu sein. Diese frei gebliebenen Elektronen und Ionen werden sich vermöge ihrer Geschwindigkeit weiter bewegen, und zwar vorwiegend in derselben Richtung wie die Kathodenstrahlen, bis sie auf die Wandung oder auf die Gasmoleküle treffen und durch ihren Anprall gegen diese ihre lebendige Kraft teilweise verlieren werden. Die virtuelle Anode wird gerade von diesen positiven Ionen gebildet werden. Da nun, wie wir gesehen haben, der elektrische Vorgang in der Röhre intermittierend ist, so wird gerade während der Phase, in welcher die Erzeugung der magnetischen Strahlen unterbrochen ist, die Entladung der virtuellen Anode nach den beiden Richtungen hin erfolgen, nämlich gegen die eigentliche Kathode hin und gegen das Ende D der Röhre, wohin die freien Elektronen sich begeben haben werden. Die Stelle, welche die virtuelle Anode einnimmt, ist gerade die, an welcher sich die positiven

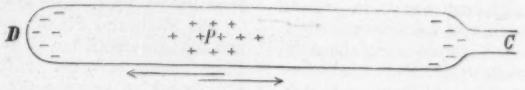


Fig. 2.

Ionen in dem Augenblicke befinden, in welchem diese doppelte Entladung eintritt. Die Fig. 2 zeigt den eben beschriebenen Sachverhalt schematisch.

Wenn man den Gasdruck in der Röhre oder auch die Feldstärke verändert, so beobachtet man Wirkungen, die mit der im vorstehenden gegebenen Erklärung vollkommen im Einklang stehen. Es leuchtet nämlich ein, daß die Ionen, je dichter das Gas ist, um so schneller infolge der häufigeren Zusammenstöße ihre Geschwindigkeit verlieren werden, und daß sich demzufolge die virtuelle Anode um so weniger weit von der Kathode entfernt bilden wird. Die Erfahrung bestätigt diese Voraussage durchaus. Ebenso müssen diese positiven Ionen um so weiter gelangen, je stärker das Magnetfeld ist, weil dann die Doppelsterne in einem weiter von der Kathode entfernten Gebiete zu bestehen aufhören werden. Auch dies entspricht den Versuchsergebnissen.

Das Vorhandensein der virtuellen Anode und ihrer Lagenänderung, je nach dem Gasdruck und nach der Feldstärke, sind später durch Versuche anderer Art bestätigt worden[1]: Eine lange Röhre von der üblichen

1) Lincei Rend., 20. Juni 1909.

Form enthält eine längs der Röhrenachse bewegliche Sonde, die mit einer der Klemmen eines Galvanometers verbunden ist, dessen andere Klemme zur Erde abgeleitet ist. Oder die Röhre trägt längs einer ihrer Erzeugenden eine Anzahl von Sonden, die man eine nach der anderen mit dem Galvanometer verbinden kann. Mit diesen Versuchsanordnungen stellt man einen von der Röhre durch das Galvanometer zur Erde fließenden Strom fest, dessen Stärke groß wird, wenn die verwendete Sonde in die virtuelle Anode taucht.

12. Da sich unter dem Einflusse des Magnetismus die kreisenden Doppelsterne längs der Bahn der Kathodenstrahlen bilden, so dachte ich, daß sie sich ebenso auf dem Wege der Kanalstrahlen bilden könnten. Das Ergebnis, das ich bei den eigens zu diesem Zwecke angestellten und im Abschnitt **6** beschriebenen Versuchen erhalten habe, hat denn auch diese Ansicht bestätigt.

Es war indessen wünschenswert, diese magnetischen Strahlen auch sichtbar zu erhalten, und dieses Ziel suchte ich mit Hilfe geeigneter Entladungsröhren zu erreichen. In diesen Röhren, denen ich nach und nach verschiedene Gestalt gab, sitzt die Kathode ebenfalls nahe an der Spule und enthält in der Mitte ein kleines Loch von ungefähr einem Millimeter Durchmesser, von dem dann die Kanalstrahlen ausgehen. Was die Anode angeht, so war sie meist in das Ende eines Glasröhrchens eingeschmolzen, das in die axiale Bohrung der Spule eingeführt wurde und mit der Hauptröhre nur durch das erwähnte kleine Loch in Verbindung stand. Die beste Wirkung erhielt ich mit Röhren, deren außerhalb der Spule gelegener Teil birnenförmig war und einen großen Querschnitt hatte, und deren Kathode ein wenig schräg stand, so daß die Kanalstrahlen ein wenig gegen die Achse der ganzen Apparatur geneigt wurden.

Wenn das Magnetfeld nicht vorhanden ist, so sieht man das ein wenig gegen die Röhrenachse geneigte feine Kanalstrahlenbüschel. Sobald man aber die Spule erregt, ändert sich dieses Lichtbüschel in bezug auf Lage und Intensität zwar sehr wenig, aber gleichzeitig erscheint ein neues, lichtschwächeres Bündel von der gewöhnlichen Farbe der Kathodenstrahlen und der magnetischen Strahlen, das längs der Kraftlinien, also bei der benutzten Versuchsanordnung längs der Achse des Apparates, verläuft. Bei Annäherung eines Magnetpoles verändert das neue Lichtbüschel seine Gestalt und verhält sich wie ein Kathodenstrahlenbündel oder ein magnetisches Strahlenbündel.

Dieser Versuch hat jedoch einen viel geringeren Wert als der im Abschnitte **6** besprochene, insofern es sich um den Nachweis der Bildung der magnetischen Strahlen, gewissermaßen auf Kosten der Kanalstrahlen, handelt. Das fast unveränderte Bestehenbleiben des ursprünglichen Kanalstrahlenbündels, das eine Folge des Umstandes ist, daß die positiven Strahlen viel weniger ablenkbar sind als die Kathodenstrahlen, dieses unveränderte Bestehenbleiben könnte zu der Annahme führen, daß das Lichtbündel, das auftritt, wenn man das Feld erregt, und das durch einen seitlich genäherten Pol abgelenkt wird, zwar aus magnetischen Strahlen bestehe, daß diese aber, wenigstens vorwiegend, aus solchen positiven Ionen beim Auftreffen auf die Gasmoleküle gebildet werden, die von dem Loche in der Kathode ausgehen. Indessen, wenn das Ergebnis des letzten Versuches verschieden gedeutet werden kann, so glaube ich doch, daß die Bildung der magnetischen Strahlen aus den Kanalstrahlen in den Fällen nicht zweifelhaft sein kann, wo, wie bei dem im Abschnitte **6** erörterten Versuche, die Kanalstrahlen merklich einer geraden Kraftlinie folgen.

13. Während die Kathodenstrahlen an dem von ihnen getroffenen Glase die bekannte grüne Fluoreszenz erregen, rufen bekanntlich die Kanalstrahlen und die Strahlen positiver Ionen im allgemeinen ihrerseits eine gelbe Fluoreszenz hervor. Es war von Interesse, zu untersuchen, was für eine Fluoreszenz die magnetischen Strahlen hervorrufen, obschon a priori eine mit der von den Kathodenstrahlen hervorgebrachten identische Fluoreszenz vorauszusehen war, schon deshalb, weil meistens, wenn nicht immer, diese Strahlen, wenigstens teilweise, auch im Magnetfelde bestehen bleiben.

Verschiedene Forscher hatten gerade diese grüne Fluoreszenz dort beobachtet, wo das Plückersche Lichtbündel auf die Wand der Entladungsröhre trifft. Nach einer Reihe von Vorversuchen habe ich aber gefunden, daß die magnetischen Strahlen in gewissen Fällen beim Auftreffen auf das Glas an diesem eine gelbe Fluoreszenz hervorrufen, die identisch mit jener ist, welche die positiven Strahlen stets erzeugen. Im allgemeinen braucht man nur den Druck des Gases langsam zu verändern, um das Auftreten eines derartigen Effektes zwischen gewissen Grenzen für den Druck festzustellen. Wenn dieser Druck hinreichend verringert wird, so erscheint die grüne Fluoreszenz, welche schließlich die ihr voraufgegangene verdeckt. Dazu benutzt man zweckmäßig Röhren von der üblichen in Fig. 1 wiedergegebenen Gestalt, aber von sehr beschränkten Abmessungen.

Wie bei den Kanalstrahlen, so wird auch

bei den magnetischen Strahlen die gelbe Fluoreszenz heller, wenn man die dem zur Fluoreszenz erregten inneren Gebiete entsprechende Stelle der Außenwand mit einem Leiter oder mit einem Finger berührt. Ja, unter dem Finger zeigt sich das gelbe Licht fast immer, wenn in der Röhre magnetische Strahlen vorhanden sind, während das nicht mehr der Fall ist, wenn man das Magnetfeld ausschaltet.

Auch diese Erscheinung spricht zugunsten der von mir aufgestellten Hypothese, insofern als sie das Vorhandensein positiver Ionen in den magnetischen Strahlen anzuzeigen scheint.

14. Um diese Übersicht nicht übermäßig auszudehnen, will ich mich darauf beschränken, noch einige ganz kurze Angaben über einige andere der zahlreichen und verschiedenartigen Versuche hinzuzufügen, die ich im Zusammenhange mit den magnetischen Strahlen angestellt habe. Wegen der einschlägigen Einzelheiten verweise ich den Leser auf die Originalveröffentlichungen.

Wenn die magnetischen Strahlen ein Gebiet erreichen, wo die Feldstärke null oder sehr gering ist, so hören sie, wie wir nunmehr wissen, zu bestehen auf, das heißt, die kreisenden Doppelsterne zerfallen und setzen Elektronen und Ionen in Freiheit. Es gibt nun Fälle, wo diese Ionen und Elektronen unter Verfolgung ihrer Bahn von neuem in ein Gebiet gelangen, wo das Magnetfeld eine Stärke besitzt, die ausreichend ist, um die Doppelsterne beständig zu machen. Dann geschieht es, daß sich diese von neuem zeigen, oder mit anderen Worten, daß sich neue magnetische Strahlen, sozusagen aus den Trümmern der zerstörten, bilden.

Das kann man leicht verwirklichen, wenn man die Röhre zwischen zwei Spulen so anordnet, daß ihre Achsen mit der Röhrenachse zusammenfallen, und daß sie der Röhre zwei gleichnamige Pole zukehren. Offenbar hat in diesem Falle die Feldstärke an dem einen Ende der Röhre, wo sich die Kathode befindet, einen Höchstwert, nimmt dann bis zur Mitte der Röhre hin bis auf Null ab und von der Mitte nach dem anderen Röhrenende hin bis zu einem neuen Höchstwerte zu, aber in entgegengesetzter Richtung. Unter diesen Verhältnissen erscheint außer dem gewöhnlichen magnetischen Strahlenbündel, das von der Kathode auszugehen scheint und nicht bis zur Mitte der Röhre gelangt, ein zweites in der anderen Röhrenhälfte. Sehr lehrreich und eigenartig sind auch die Wirkungen, die eintreten, wenn man den verschiedenen Teilen des Apparates einen Magnetpol von gleichem oder entgegengesetztem Vorzeichen wie das der beiden Pole nähert, zwischen denen die Röhre angeordnet ist. Bei Entladungsröhren von gewissen Formen und bei Befolgung gewisser Vorsichtsmaßregeln erhält man sehr glänzende Wirkungen, von denen man sich selbst aus dem Anblick der betreffenden photographischen Abbildungen nur eine blasse Vorstellung machen kann.

Die Neubildung der kreisenden Doppelsterne, und damit die Bildung neuer magnetischer Strahlen, erfolgt auch, wenn die ursprünglichen auf andere Weise zerstört werden, beispielsweise weil sie auf ihrem Wege gegen eine Wand prallen.

Wie die gewöhnlichen Kathodenstrahlen, so können sich auch die sekundären Kathodenstrahlen in magnetische Strahlen umwandeln. Man braucht nämlich nur die Entladungsröhre von außen her zu berühren, während sich in der Nähe des berührten Punktes ein erregter Elektromagnet befindet, damit diesem Punkte gegenüber innerhalb der Röhre ein Lichtbündel von der Gestalt einer magnetischen Kraftröhre erscheint. Ebenso erhält man die Umwandlung in magnetische Strahlen bei den sekundären Kathodenstrahlen, die von einem festen Körper ausgehen, wenn dieser von den geradeswegs von der Kathode kommenden Strahlen getroffen wird. Die Versuche zum Nachweise dieser Erscheinungen können verschiedene Gestalt annehmen und zuweilen merkwürdige Wirkungen ergeben.

Besondere Erwähnung verdienen einige meiner Versuche, welche die Umwandlung solcher Kathodenstrahlen in magnetische Strahlen dartun, die sich an den Stellen bilden, wo die Entladungsröhre einen verjüngten Querschnitt zeigt, beispielsweise dann, wenn sie aus zwei weiten Räumen besteht, die miteinander nur durch ein kleines in einer Scheidewand vorgesehenes Loch in Verbindung stehen. Die für diese Versuche bestimmten Röhren hatten verschiedene Formen und gaben in manchen Fällen zu Nebenerscheinungen Anlaß, die Interesse verdienen.

Schließlich erhielt ich verwickeltere, aber immer mit Hilfe der von mir aufgestellten Theorie zu erklärende Erscheinungen, als ich vor den magnetischen Strahlen eine feste Scheibe aufstellte, die von ihnen getroffen wurde, besonders dann, wenn diese Scheibe die Entladungsröhre vollkommen von einem anderen Raume trennte, in dem sich gleichfalls ein verdünntes Gas befand, das oft unter anderem Drucke stand als das, in dem die Strahlen erzeugt wurden. Die Lichterscheinungen, die man jenseits der Wand, also in dem zweiten Raume des Apparates, beobachtet,

waren, wie gesagt, allgemein zu erklären, vorausgesetzt immerhin, daß man die Ladungen berücksichtigt, welche die Wand abzugeben oder aufzunehmen vermochte.

15. Durch die Gesamtheit der hier zusammengestellten Untersuchungen wird meines Erachtens die Hypothese der magnetischen Strahlen, wenn nicht bewiesen, so doch zum mindesten wahrscheinlich und annehmbar gemacht. Nach meinem Dafürhalten kann man sich ohne diese Hypothese, wenn man sich nur an die bisher allgemein angenommene Erklärung halten will, von einer Reihe von Tatsachen keine Rechenschaft geben: weder von dem Vorhandensein der virtuellen Anode in den Röhren der von mir allgemein benutzten Gestalt; noch insbesondere von dem Einfluß, den der Gasdruck und die Feldstärke auf die Stelle haben, an der sich die virtuelle Anode zeigt; weder von dem — oft sehr schnellen — Auftreten und insbesondere dem Verschwinden der Eigenschaften, (welche anscheinend die magnetischen Strahlen charakterisieren und sie von den Kathodenstrahlen unterscheiden), wenn man die magnetische Feldstärke allmählich steigert; noch schließlich vielleicht von der gelben Fluoreszenz, die das Plückersche Lichtbündel in gewissen Fällen an dem Glase erregt.

Wenn sich nun auch manche der von mir beschriebenen neuen Tatsachen mit Hilfe der alten Theorie deuten läßt, so ist doch die Erklärung, welche die von mir aufgestellte Theorie, — die ich hier zu verteidigen und zu stützen gesucht habe, — von diesen Tatsachen gibt, einfacher und ungezwungener.

(Nach dem Manuskript aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 5. Januar 1910.)

Über die Fortpflanzungsrichtung der von Röntgenstrahlen ausgelösten sekundären Kathodenstrahlen.

Von J. Herweg.

In einer Arbeit im Phil. Mag. (**16**, 933, 1908) haben Bragg und Madsen gezeigt, daß die von den γ-Strahlen des Radiums in festen Körpern ausgelösten sekundären β-Strahlen sich in der Richtung der auffallenden γ-Strahlen fortpflanzen, also vorwiegend aus der Rückseite des Körpers austreten.

Ähnliches gilt, wie kürzlich Stark[1]) experimentell bewiesen und Sommerfeld[2]) theoretisch berechnet hat, für die durch Bremsung von Elektronen ausgelösten Röntgenstrahlen. Das Intensitätsmaximum der von einer senkrecht zur Bahn der Kathodenstrahlen aufgestellten Kohlenantikathode ausgesandten Röntgenstrahlung liegt hinter der Antikathode.

Durch Kombination der Untersuchungen von Bragg und Stark lassen sich nun, vorausgesetzt, daß γ-Strahlen und Röntgenstrahlen identisch, die Erscheinungen an einer Kohleantikathode folgendermaßen darstellen: Wenn Kathodenstrahlen auf die Vorderseite einer Kohleantikathode fallen, so entsteht bei ihrer Bremsung eine Röntgenstrahlung, die sich vorwiegend nach der Rückseite ausbreitet. Diese Röntgenstrahlen nun lösen auf ihrem Wege durch die Antikathode sekundäre Kathodenstrahlen aus, die nach Bragg der Richtung der Röntgenstrahlen folgen. Das Intensitätsmaximum dieser sekundären Kathodenstrahlung müßte also ebenfalls hinter der Antikathode liegen. —

An einer Röntgenröhre mit Kohleantikathode, die ich zu meinen Versuchen über die Polarisation der Röntgenstrahlen benutzte, habe ich eine Erscheinung beobachtet, die diese Vermutung, die auch Stark in seiner ersten Arbeit[1]) ausspricht, zu bestätigen scheint. Es zeigt sich nämlich, daß die hinter der Antikathode liegenden Teile der Röhre durch zerstäubte Kohle stark geschwärzt sind, während die übrigen nur geringe Schwärzung aufweisen.

Nun ist ja bekannt, daß Zerstäubung und Kathodenstrahlung Hand in Hand gehen, man darf also wohl mit Recht den Schluß ziehen, daß die Schwärzung hervorgerufen ist durch die sekundären Kathodenstrahlen, die von den Röntgenstrahlen ausgelöst wurden.

Daß es sich bei der erwähnten Erscheinung wirklich um eine von der Antikathode ausgehende Strahlung handelt, scheint mir dadurch bewiesen, daß sich die hinter der Kohle befindliche Eisenfassung deutlich als durchsichtiger Fleck auf der Glaswand abhebt.

Aus der Lage des Maximums der Schwärzung, das nach Schätzung ungefähr 70^0—80^0 gegen die Bahn der Kathodenstrahlen verschoben ist, einen Schluß auf die Sommerfeldsche Theorie zu ziehen, erscheint mir nicht angängig, da erstens die Ebene der Antikathode selbst um 40^0 gegen die Bahn der Kathodenstrahlen geneigt und aus diesem Grunde die Sekundärstrahlung und die von ihnen bewirkte Schwärzung infolge der Absorption der Röntgenstrahlen in der Kohle unsymmetrisch verteilt ist, und da ferner nicht erwiesen, daß das Maximum

1) Diese Zeitschr. 10, 902—913, 1909.
2) Diese Zeitschr. 10, 969—976, 1909.

1) Diese Zeitschr. 10, 902—913, 1909.

der Röntgenstrahlung und der durch sie ausgelösten Sekundärstrahlung zusammenfällt.

Greifswald, Physikal. Institut der Universität.

(Eingegangen 15. Februar 1909)

Über die Kanalstrahlen im parallelen elektrischen Feld.

Von J. Stark.

1. Einleitung.

Ein Kanalstrahlenbündel, das in einem verdünnten Gas durch den vor der Kathode liegenden Spannungsabfall erzeugt wird und durch Kanäle in der Kathode hinter dieser im Gas verläuft, enthält Teilchen, welche eine positive Ladung und eine Masse gleich derjenigen der Gasatome besitzen. Dies ist aus dem Vorzeichen und der maximalen elektrischen und magnetischen Ablenkung zu schließen, welche zuerst W. Wien[1]) und später J. J. Thomson[2]) an Wasserstoffkanalstrahlen beobachtet haben.

Nun haben W. Wien und J. J. Thomson weiter beobachtet, daß ein Teil eines Kanalstrahlenbündels gar keine oder eine kleinere elektrische und magnetische Ablenkung erfährt als jene Strahlen positiver Ionen.

Zur Erklärung dieser zuerst von W. Wien gemachten Beobachtung stellten G. Mie[3]) und ich vor längerer Zeit die Hypothese[4]) auf, daß in einem Kanalstrahlenbündel ein Teil der Strahlen nur auf einem Bruchteil des Weges im elektrischen oder magnetischen Feld positiv geladen, auf dem übrigen Teil neutral sei, daß also die Volumeneinheit eines Kanalstrahlenbündels sowohl positive wie neutrale Atomstrahlen enthalte. Insbesondere nahm ich an, daß aus positiven Strahlen dadurch neutrale Strahlen entstehen können, daß positive Strahlen auf ihrem Wege durch Anlagerung negativer Elektronen sich neutralisieren oder durch Stoß ihre Bewegungsgröße an ein neutrales Teilchen abgeben. Gelegentlich der Diskussion der vorstehenden Hypothese wies W. Wien[5]) auf folgende Annahme hin: „Wenn wir die Hypothese der Herren Stark und Mie umkehren und annehmen, daß die positiven Teilchen sich zunächst noch in der Nähe der Kathode sämtlich neutralisieren und nun sich einzeln an verschiedenen Stellen der Bahn wieder spalten, so müßte auch eine ungleichartige Ablenkung, gleichzeitig aber auch eine Ladung auftreten".

Die Hypothese der Erzeugung neutraler Strahlen aus positiven Atomstrahlen und die Hypothese der Erzeugung positiver aus neutralen Atomstrahlen kombinierte dann J. J. Thomson[1]) zu der allgemeineren Hypothese der wechselseitigen Verwandlung positiver, negativer und neutraler Strahlen in einem Kanalstrahlenbündel.

Aus der Kombination jener zwei speziellen Hypothesen ergibt sich somit die Folgerung, daß zwischen den neutralen und positiven Atomstrahlen in der Volumeneinheit eines Kanalstrahlenbündels ein Gleichgewichtszustand sich herstellt. Wird durch ein elektrisches oder magnetisches Feld auf einer gewissen Wegstrecke durch Ablenkung eine räumliche Trennung der positiven und neutralen Atomstrahlen bewirkt, so muß sich gemäß jener Hypothese hinter dieser Wegstrecke auf dem weiteren Weg durch das Gas sowohl in dem anfänglich rein neutralen wie in dem rein positiven Kanalstrahlenbündel das Verhältnis $\frac{n_p}{n_m}$ zwischen den Zahlen der positiven und neutralen Atomstrahlen pro Volumeneinheit wiederherstellen, das vor der Einwirkung des elektromagnetischen Feldes bestand.

Daß die vorstehende Hypothese von einem sich selbst herstellenden Gleichgewicht zwischen positiven und neutralen Molekülstrahlen in einem Kanalstrahlenbündel jedenfalls in der Hauptsache der Wirklichkeit entspricht, ist durch die zu ihrer Prüfung angestellten Versuche von W. Wien[2]) und J. J. Thomson[3]) zum mindesten sehr wahrscheinlich geworden. Daß diese Hypothese zutrifft, ist für die nachstehenden Überlegungen vorausgesetzt.

Der Nachweis, daß in einem Kanalstrahlenbündel neben der Zahl der positiven Strahlen die Zahl der neutralen Strahlen nicht zu vernachlässigen ist, hat Bedeutung für die Beantwortung der Frage nach den Trägern der Lichtemission in einem Kanalstrahlenbündel.

Aus der Hypothese, daß die Träger des Linienspektrums eines Elementes seine positiven Atomionen seien, war zu folgern, daß die Linien (Serienlinien), welche in einem Kanalstrahlenbündel zur Emission kommen, in bezug auf dessen Richtung den Doppler-Effekt zeigen müssen. Die Beobachtung bestätigte die Vermutung, und da es damals schien, als ob der größte Teil der Kanalstrahlen aus positiven

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **5**, 421, 1901; **8**, 257, 1902; **9**, 660, 1902.
2) J. J. Thomson, Phil. Mag. **13**, 562, 1907; **18**, 657, 1908; diese Zeitschr. **10**, 772, 1909.
3) W. Wien, Ann. d. Phys. **13**, 667, 1904.
4) J. Stark, diese Zeitschr. **4**, 583, 1903.
5) W. Wien, Ann. d. Phys. **13**, 667, 1904.

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. **13**, 570, 1907.
2) W. Wien, Münch. Ber. 7. März 1908; Ann. d. Phys. **27**, 1029, 1908; **30**, 349, 1909.
3) J. J. Thomson, Phil. Mag. **16**, 557, 1908; diese Zeitschr. **10**, 772, 1909; Phil. Mag. **18**, 821, 1909.

Atomionen bestünde, und da W. Wien[1]) Versuche veröffentlichte, welche gegen die bereits damals aufgestellte Hypothese neutraler Atomstrahlen zu sprechen schienen, so durfte man in der Beobachtung des Doppler-Effektes an den Serienlinien von Kanalstrahlen einen Beweis für die Richtigkeit der Hypothese erblicken, daß die Träger der Linienspektra positive Atomionen seien. Nimmt man indes gemäß den neueren Versuchen von W. Wien und J. J. Thomson als erwiesen an, daß ein Kanalstrahlenbündel neben positiven Atomstrahlen auch einen nicht zu vernachlässigenden Prozentsatz neutraler Atomstrahlen enthalte, dann verliert das Phänomen des Doppler-Effektes an Kanalstrahlen seine Beweiskraft für eine Hypothese über die Träger der Linienspektren. Betrachtet man nämlich die Erscheinung der Lichtemission durch Kanalstrahlen für sich allein, dann ist die Hypothese, daß die neutralen Strahlen die bewegte Intensität im Doppler-Effekt emittieren, a priori ebenso wahrscheinlich wie die Hypothese, daß sie durch die positiven Atomstrahlen emittiert werde. Dies wird in der nachstehenden Abhandlung an Beobachtungen über den Einfluß gezeigt, welchen ein verzögerndes elektrisches Feld auf die Emission bewegter Intensität (Doppler-Effekt) durch Kanalstrahlen ausübt. Diese Beobachtungen bestätigen andererseits die Resultate W. Wiens und J. J. Thomsons über die wechselseitige Transformation positiver und neutraler Strahlen. Ferner stellen sie eine Hilfsuntersuchung zu der in der nachstehenden Arbeit angewendeten Methode dar, welche zum Vergleich der bewegten Intensitäten eines Kanalstrahlenbündels in und entgegengesetzt seiner Richtung diente.

Über den Einfluß eines verzögernden elektrischen Feldes auf die Emission bewegter Intensität durch ein Kanalstrahlenbündel liegt bereits eine Beobachtung von W. Wien vor; ferner hat J. J. Thomson eine Beobachtung über den Einfluß mitgeteilt, welchen ein verzögerndes elektrisches Feld auf die gesamte Lichtemission eines Kanalstrahlenbündels im Gasraum ausübt.

2. Beobachtungen von W. Wien und J. J. Thomson. Ähnlicher neuer Versuch.

Um zu untersuchen, ob ein verzögerndes elektrisches Feld die von Wasserstoffkanalstrahlen emittierte bewegte Lichtintensität (Doppler-Effekt) vermindert, wählte W. Wien folgende Versuchsanordnung. Er ließ die Kanalstrahlen aus der 4 mm weiten zentralen Bohrung der sie erzeugenden Kathode K austreten (vergl. Fig. 1), auf einer Strecke von 5 mm zwischen der Kathode und einer Hilfselektrode C laufen, dann in die 5 mm weite koaxiale Bohrung dieser Hilfselektrode eintreten und hinter dieser in

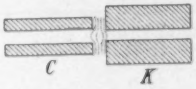


Fig. 1.

einem längeren Gasraum verlaufen. Zwischen der Kathode K und der Hilfselektrode C konnte eine Spannungsdifferenz an- und abgeschaltet werden, welche gleich oder größer war als der Kathodenfall, welcher die Kanalstrahlen erzeugte. Hinter C wurde die bewegte Intensität der Linie H_β beobachtet, einmal, wenn zwischen K und C (K Kathode, C Anode) eine positive Ladungen verzögernde Spannungsdifferenz lag, und einmal, wenn keine Spannungsdifferenz vorhanden war. „Es zeigte sich nun jedoch, daß die Helligkeit der Linie nicht in beobachtbarer Weise beeinflußt wurde, selbst als die entgegengeschaltete Spannung die dreifache der maximalen Entladungsspannung betrug.“ Aus dieser Beobachtung zieht W. Wien die Folgerung, „daß kein erheblicher Teil der leuchtenden Strahlen auch nur auf dem dritten Teil der Strecke von 5 mm aus positiv geladenen einfachen Atomen besteht“.

Wäre diese Interpretation der Beobachtung Wiens richtig, so wäre in der Tat eine Erscheinung gefunden, welche der Hypothese widerspricht, daß die positiven Atomionen, welche in den Kanalstrahlen bewegte Intensität emittieren, die Träger der Linienspektra seien. W. Wien macht nämlich offenbar stillschweigend die Annahme, daß die positiven Ladungen des Kanalstrahlenbündels die Spannungsdifferenz zwischen K und C durchliefen. Und wäre diese Voraussetzung zutreffend, so hätte in der Tat diese Spannungsdifferenz einen merklichen Bruchteil positiver Atomionen aus dem Kanalstrahlenbündel nach K zurücktreiben und, falls jene Hypothese zutrifft, die bewegte Intensität hinter C um einen proportionalen Bruchteil verringern müssen. Es scheint demnach auf den ersten Blick, als ob man die Hypothese, daß die Linienspektra von positiven Atomionen emittiert werden, aufgeben und die Wiensche Hypothese vorziehen müsse, daß die Balmersche Wasserstoffserie von den neutralen Atomen emittiert werde. Indes auch dann kommt man beim Festhalten an der von Wien gegebenen Interpretation seiner Beobachtung in Widerspruch mit anderen Beobachtun-

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **13**, 667, 1904.

gen. Gibt man nämlich auf Grund der Ablenkungs-Beobachtungen W. Wiens und J. J. Thomsons zu, daß ein merklicher Bruchteil der Kanalstrahlen neben neutralen Teilchen positiv geladen ist und daß sich zwischen der Zahl der positiven und neutralen Teilchen von selbst ein Gleichgewicht herstellt, dann muß, wenn die Kanalstrahlen hinter der Kathode eine verzögernde Spannungsdifferenz von der Ordnung des sie erzeugenden Kathodenfalls durchlaufen, bei konstanter Stärke der Kanalstrahlen vor dem Eintritt in das verzögernde Feld die bewegte Linienintensität durch das verzögernde Feld um einen merklichen Bruchteil verringert erscheinen, mag sie die neutralen oder die positiven Atomstrahlen zu Trägern haben.

Ist nämlich $k = \frac{n_p}{n_m}$ das Verhältnis der spez. Zahlen der positiven und der neutralen Atomstrahlen für das Gleichgewicht zwischen ihnen bei dem gegebenen Gasdruck und einer gewissen Geschwindigkeit und ist n_{p_1} die Zahl der positiven Atomstrahlen vor dem Eintritt in das parallele verzögernde elektrische Feld, $n_{p_2} = (1-\alpha)\, n_{p_1}$ ihre Gleichgewichtszahl in dem Bündel hinter dem elektrischen Feld, so ist durch dieses direkt bezw. indirekt die Zahl der positiven Strahlen um αn_{p_1}, bezw. die Zahl der neutralen Strahlen um $\frac{\alpha}{k} n_{p_1} = \alpha n_{m_1}$ vermindert worden. Die bewegte Intensität kann also nur dann keine merkbare Schwächung durch das parallele verzögernde elektrische Feld erfahren, wenn entweder k sehr groß ist und ihre Träger die neutralen Strahlen sind, oder wenn k sehr klein ist und ihre Träger die positiven Strahlen sind. Ist dagegen k von dem Werte Eins nicht der Größenordnung nach verschieden, so muß ein verzögerndes genügend starkes und langes elektrisches Feld in einem Kanalstrahlenbündel aus diesem unter allen Umständen einen merkbaren Betrag der bewegten Linienintensität fortnehmen, mag diese positive Atomionen oder neutrale Atome zu Trägern haben. Umgekehrt läßt sich aus der Beobachtung einer Schwächung der bewegten Intensität eines Kanalstrahlenbündels durch ein paralleles verzögerndes elektrisches Feld kein bindender Schluß auf das Vorzeichen der elektrischen Ladung ihrer Träger ziehen, vorausgesetzt, daß nach einer geeigneten Methode festgestellt ist, daß k von einer Größenordnung zwischen 10^{-1} und 10^{+1} ist. Daß diese Voraussetzung bei Wasserstoffkanalstrahlen erfüllt ist, darf man aus den Beobachtungen W. Wiens und J. J. Thomsons über ihre magnetische Ablenkung mit ziemlicher Sicherheit entnehmen.

Die Interpretation[1]), die Wien seiner Beobachtung gibt, dürfte darum wohl nicht richtig sein. Es ist zu vermuten, daß die von ihm stillschweigend gemachte Voraussetzung nicht zutraf, daß die Kanalstrahlen in der Tat die Spannungsdifferenz zwischen K und C durchliefen. Nun ist zwar das elektrostatische Feld zwischen K und C (Fig. 1, die Niveaulinien der Spannung sind punktiert) in der Tat derartig, daß ein Einheitspol, der von K ausgeht und sich in das Innere des Kanals von C bewegt, die ganze Spannungsdifferenz zwischen K und C durchläuft. Wenn indes ein Kanalstrahlenbündel aus K austritt und in den weiteren Kanal von C eintritt, so darf man nicht mehr annehmen, daß das elektrische Feld zwischen K und C die statische Form (Fig. 1) für ein nichtleitendes Dielektrikum zwischen K und C besitzt. Es wird vielmehr das Gas im Gebiet des Kanalstrahlenbündels ziemlich stark ionisiert, und das elektrische Feld, daß sich nunmehr zwischen K und C herstellt, bildet sich so aus, daß der größere Teil seines Spannungsabfalls auf den nicht ionisierten Gasraum und nur ein kleiner Teil desselben in den leitenden Gasraum, also in das Kanalstrahlenbündel sich legt. Es ist bei der von Wien getroffenen Anordnung der extreme Fall möglich, daß die wenig ionisierte Gaspartie zwischen den Wänden des Kanals von C und der Oberfläche des stark ionisierten Kanalstrahlenbündels fast die ganze Spannungsdifferenz zwischen K und C aufnimmt. Für diesen extremen möglichen Fall sind in Fig. 2

Fig. 2.

die Niveaulinien (punktiert) in einen Meridianschnitt zwischen K und C schematisch eingezeichnet.

Es erscheint nicht ausgeschlossen, daß derartige Verhältnisse bei Herrn Wiens Beobachtung vorlagen. Jedenfalls hat J. J. Thomson mit einer günstigeren Versuchsanordnung in der Tat eine Schwächung der Lichtemission durch ein paralleles verzögerndes elektrisches Feld konstatiert und auch ich habe mit einer ähnlichen Anordnung zunächst das gleiche Resultat wie

1) Anmerkung bei der Korrektur: Die obige Interpretation ist auch schwer in Einklang zu bringen mit einer früheren Beobachtung des Herrn W. Wien, auf welche er mich hinwies. Er beobachtete nämlich (Ann. d. Phys. **8**, 260, 1902), daß ein verzögerndes elektrisches Feld, welches Kanalstrahlen unmittelbar hinter der erzeugenden Kathode durchliefen, die von ihnen auf der Glaswand hervorgebrachte Fluoreszenz merklich schwächte.

Thomson und dann mit einer verbesserten Anordnung eine noch größere Schwächung der bewegten Lichtemission erhalten.

Man kann zunächst versuchen, die störende Deformation des elektrischen Feldes durch die Ionisierung im Kanalstrahlenbündel dadurch zu vermeiden, daß man die Hilfselektrode (Anode) hinter der Kathode nicht mit einer relativ weiten Bohrung versieht, sondern sie aus einem engmaschigen Drahtnetz herstellt.

J. J. Thomson[1]) stellte der Hinterseite einer Kathode, die mit einem 5 mm weiten Kanal versehen war, in einem Abstand von 3 mm eine Hilfselektrode aus Drahtnetz gegenüber, diese konnte abwechselnd isoliert oder mit der Anode verbunden werden. Wenn der Druck nicht zu niedrig war, so beobachtete er, daß bei Verbindung der Hilfselektrode mit der Anode die von den Kanalstrahlen hinter ihr hervorgebrachte Lichtemission im Gas beträchtlich kleiner wurde.

Ähnlich stellte ich in einer 4,6 cm weiten Glasröhre einer mit zahlreichen 0,75 mm weiten Löchern versehenen Aluminiumscheibe, die auf einen 1,2 cm hohen Zylinder aus Alumiumblech aufgesetzt war, in einem Abstand von 5 mm ein ebenes Netz von 0,75 mm Maschenweite aus 0,2 mm dickem Messingdraht gegenüber, das ebenfalls auf einem 1,2 cm hohen Aluminiumblechzylinder befestigt war, wie es Fig. 3 zeigt.

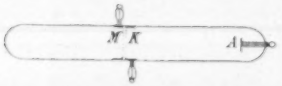


Fig. 3.

K wurde mit dem negativen Pol einer Hochspannungsdynamo (3400 Volt) und außerdem mit dem negativen Pol einer Hochspannungsbatterie (3300 Volt), A mit dem positiven Pol der Dynamo, M mit dem positiven Pol der Batterie verbunden. Vor A und M lag je ein Amperemeter, zwischen A und K und zwischen M und K je ein statisches Voltmeter. Über die elektrische Beeinflussung der zwei Stromkreise wurden folgende Beobachtungen gemacht.

Erstes Stadium. War bei nicht zu niedrigem Druck der Dunkelraum kürzer als 5 mm, so konnte allein mit Hilfe der Batterie zwischen M und K ein Glimmstrom hergestellt werden und natürlich auch für sich allein ein Glimmstrom zwischen A und K mit Hilfe der Dynamo. War erst der eine Glimmstrom für sich allein hergestellt, so änderten sich seine Stromstärke und sein Kathodenfall kaum, wenn auch noch der andere Glimmstrom geschlossen wurde.

Zweites Stadium. War bei sinkendem Druck die Dunkelraumlänge größer als 5 mm geworden, so vermochte sich beim Schließen des Batteriekreises zwischen M und K kein Glimmstrom mehr herzustellen. Das vor M liegende Amperemeter zeigte die Stromstärke Null an; das Voltmeter zwischen M und K die ganze Batteriespannung (3300 Volt). Wurde dann der Glimmstrom zwischen A und K geschlossen, so zeigte das vor M liegende Amperemeter einen Strom an, der ein Fünftel bis ein Zehntel der Stärke des Glimmstromes zwischen A und K betrug, gleichzeitig sank die Spannung zwischen M und K um einige Hundert Volt. Ferner traten hinter M Kathodenstrahlen auf, deren Geschwindigkeit gemäß der Größe ihrer magnetischen Ablenkbarkeit von der Ordnung der in der Richtung KA verlaufenden Kathodenstrahlen des Glimmstromes war. Das Auftreten eines Stromes und von ziemlich intensiven Kathodenstrahlen zwischen M und K für den Fall, daß in dem elektrischen Feld zwischen M und K die Kanalstrahlen aus dem Glimmstrom zwischen A und K verliefen, erklärt sich offenbar in folgender Weise. Die Kanalstrahlen, die aus K austreten und in dem Feld zwischen K und M verlaufen, ionisieren hier das Gas. Die erzeugten Ionen werden von dem Feld in einem Strom in Bewegung gesetzt und kommen infolge der beträchtlichen Spannungsdifferenz zwischen M und K an K als Kanalstrahlen, an M als Kathodenstrahlen an. Die so erzeugten Kanalstrahlen treten zum Teil durch die Löcher in K hindurch in das elektrische Feld des Glimmstromes vor K ein und ionisieren hier das Gas. Dies ist aus einer Erhöhung bzw. Erniedrigung (5—10 Proz.) der Stromstärke bezw. des Kathodenfalls zwischen A und K und aus einer geringen Verkürzung des Dunkelraumes vor K zu schließen. Die hinter M austretenden Kathodenstrahlen sind leicht mit Hilfe der Glasfluoreszenz und ihrer magnetischen Ablenkbarkeit nachzuweisen.

Drittes Stadium. Wenn bei weiter erniedrigtem Druck das Kanalstrahlenbündel des Glimmstromes zwischen A und K einen immer kleiner werdenden Querschnitt annimmt, dann sinkt die Stärke des unselbständigen Stromes zwischen M und K, aber rascher als die Stärke des Glimmstromes, und ist schließlich sehr klein ($^1/_{1000}$ bis $^1/_{100}$ der Stärke des Glimmstromes), wenn das Kanalstrahlenbündel nur mehr wenige (1 bis 4) Löcher der Kathode K zu füllen vermag. Die Intensität der hinter M austretenden Kathodenstrahlen ist dann ebenfalls sehr klein geworden, und ebenso die Beeinflussung der Stärke und des Kathodenfalles des Glimmstromes durch die Kanalstrahlen, welche von dem elek-

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. **16**, 669, 1908.

trischen Feld zwischen M und K durch die Löcher von K gesandt werden. Diese Abnahme der gegenseitigen Beeinflussung der elektrischen Verhältnisse zwischen M und K und derjenigen zwischen A und K ist wohl in folgender Weise zu interpretieren. Bei niedrigem Druck wird die Differenz in der Ionisierung und darum auch in dem Spannungsabfall zwischen Orten, welche von direkten Glimmstromkanalstrahlen durchlaufen werden, und Orten, welche vor diesen abgeschirmt sind, groß. Infolgedessen nehmen die einzelnen aus den Löchern von K austretenden Kanalstrahlenbündel nur mehr einen kleinen Spannungsabfall auf; die auf sie hinter K sich legende Spannungsdifferenz liefert nicht mehr schnelle Kathodenstrahlen noch schnelle Kanalstrahlen; in der Nähe der Kanalstrahlenbündel ist das Feld aus dem gleichen Grund inhomogen geworden, wie es oben für die Versuchsbedingungen von W. Wien vermutet wurde.

Für die oben in elektrischer Hinsicht charakterisierten drei Stadien wurden über die Lichtemission hinter der Drahtnetzelektrode M folgende Beobachtungen gemacht. Im ersten und zweiten Stadium füllte bei Abwesenheit des Feldes zwischen M und K ein diffus rötliches Leuchten den ganzen Querschnitt der Röhre, wie es in reinem Wasserstoff charakteristisch ist für die Gesamtfarbe der Lichtemission durch die Kanalstrahlen. Nur drang im zweiten Stadium diese rötliche Lichtemission weiter hinter M vor als im ersten Stadium. In beiden Fällen verliefen die Kanalstrahlen selbst in kleinem Abstand von K diffus; einzelne der Kanalstrahlenbündel waren wenigstens unmittelbar vor M nicht zu unterscheiden. Wurde zwischen M (Anode) und K (Kathode) eine Spannungsdifferenz (1500 bis 3000 Volt) gelegt, so verschwand hinter M die rötliche Lichtemission der Kanalstrahlen zum größten Teil, der zurückbleibende Teil war um so größer, je mehr sich die Verhältnisse dem dritten Stadium näherten. An die Stelle der rötlichen Lichtemission der Kanalstrahlen trat beim Anlegen der die Kanalstrahlen verzögernden Spannungsdifferenz die weißliche Lichtemission des Gases unter der Wirkung der Kathodenstrahlen. Letztere konnte durch magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen zur Seite gedrängt werden. Im dritten Stadium wurde durch das Anlegen der Spannungsdifferenz zwischen M (Anode) und K (Kathode) die rötliche Lichtemission des dünnen in der Achse verlaufenden Kanalstrahlenbündels kaum mehr verändert, nur das diffuse Leuchten, welches das Bündel umgab, wurde beträchtlich geschwächt.

Berücksichtigt man, daß die Lichtintensität in reinem Wasserstoff zu einem großen Bruchteil bewegt ist, dann lassen sich die vorstehenden Beobachtungen in folgender Weise deuten. Im ersten und zweiten Stadium durchlaufen die aus K austretenden Kanalstrahlen die verzögernde Spannungsdifferenz zwischen M und K; infolgedessen wird aus dem Kanalstrahlenbündel direkt der Bruchteil αn_p positiver und indirekt darum hinter M der Bruchteil αn_m neutraler Strahlen durch das verzögernde elektrische Feld fortgenommen und deshalb auch ein αn_p bezw. αn_m proportionaler Bruchteil der bewegten Lichtemission. Im dritten Stadium durchliefen im Innern der einzelnen wenigen Kanalstrahlenbündel die positiven Strahlen nur mehr einen Bruchteil der Spannungsdifferenz zwischen M und K, sie wurden darum nicht mehr aus den Bündeln durch das elektrische Feld fortgenommen; dies war nur mehr möglich mit den diffus geneigt zur Röhrenachse verlaufenden Strahlen, welche auf ihrem Wege große Spannungsdifferenzen durchliefen.

3. Veränderte Versuchsanordnung.

Auf der Länge des Dunkelraumes des Glimmstromes, gemessen von der Oberfläche der Kathode bis zum Beginn der negativen Glimmschicht, liegt ein beträchtlicher Spannungsabfall, der Kathodenfall K des Glimmstromes. Will man also Kanalstrahlen, welche durch die Kanäle einer Kathode hinter dieser in einen Gasraum austreten, in einem parallelen verzögernden Feld verlaufen lassen, so erreicht man dies, indem man die Rückseite der Kathode des ersten Glimmstromes zur Kathode eines zweiten Glimmstromes macht, der in so großem Abstande eine Anode A_2 gegenübersteht (Fig. 4), daß der zweite Glimmstrom auch bei niedrigem Druck sich selbst herstellen kann. Der erste Glimmstrom A_1K sendet dann in das Feld des zweiten Glimmstromes A_2K Kanalstrahlen, und ebenso in umgekehrter Richtung der zweite Glimmstrom in das Feld des ersten. Ist nun der Glimmstrom A_1K geschlossen, dann tritt in dem Raume A_2K nur die Lichtemission von seiten der Kanalstrahlen des ersten Glimmstromes auf; wird dann auch der zweite Glimmstrom geschlossen, so überlagert sich in dem Raume A_2K außerhalb der ersten Kathodenschicht die Lichtemission von seiten der Kanalstrahlen des ersten Glimmstromes und diejenige von seiten der Kathodenstrahlen des zweiten Glimmstromes. Zerlegt man indes

Fig. 4.

die Lichtemission des Raumes A_2K spektral, indem man den Visionsradius stark geneigt zur Richtung des Kanalstrahlenbündels so stellt, daß er außerhalb der ersten Kathodenschicht, also hinter der verzögernden Spannungsdifferenz, die Röhrenachse schneidet, dann erhält man in dem Doppler-Effekt der Serienlinien die bewegte Intensität, welche allein von den Kanalstrahlen des ersten Glimmstromes zur Emission gebracht wird.

Indes muß man bei dieser Versuchsanordnung die Herstellung eines großen verzögernden Spannungsabfalles auf dem Wege der Kanalstrahlen mit einem Nachteil erkaufen. Indem nämlich die beiden Glimmströme in ihre Dunkelräume sich gegenseitig ionisierende Kanalstrahlen senden, verstärken sie sich gegenseitig und vermehren wechselseitig die Zahl ihrer Kanalstrahlen. Ist n_{p_1} bezw. n_{m_1} die Zahl der positiven bezw. der neutralen Strahlen, welche der erste Glimmstrom hinter seine Kathode sendet, wenn der zweite Glimmstrom offen ist, so werden diese Strahlen bei Schließung des zweiten Stromes auf $n_{p_1}(1+\beta)$ bezw. $n_{m_1}(1+\beta)$ erhöht. Indem das Bündel positiver und neutraler Strahlen $[n_{p_1}(1+\beta)$ bezw. $n_{m_1}(1+\beta)]$ die verzögernde Spannungsdifferenz auf dem Dunkelraum des zweiten Glimmstromes durchläuft, wird aus ihm die Zahl $\alpha n_{p_1}(1+\beta)$ positiver und die Zahl $\frac{\alpha}{k} n_{p_1}(1+\beta)$ neutraler Strahlen fortgenommen. Proportional der einen oder der anderen dieser Zahlen ist dann auch die Schwächung der bewegten Lichtintensität in dem Raume A_2K. Nur solange darum β klein ist gegen 1, solange also die Zunahme der Stärke des ersten Glimmstromes beim Schließen des zweiten prozentisch gering ist, kann die vorstehende Versuchsanordnung zur Beantwortung der Frage dienen, ob ein paralleles verzögerndes Feld aus einem Kanalstrahlenbündel einen merkbaren Bruchteil der bewegten Lichtemission fortnimmt.

Die Idee der vorstehenden Versuchsanordnung wurde in folgender Weise realisiert. Die Drahtnetzelektrode M wurde aus der in der ersten Versuchsanordnung benutzten Röhre fortgenommen und an ihrer Stelle am Ende der Röhre in 12 cm Abstand von der Kathode K eine zweite Anode A_2 (Fig. 4) eingeschmolzen. Batterie und Dynamo wurden hintereinander geschaltet und lieferten so eine Spannung bis zu 7000 Volt. Der negative Pol dieser Stromquelle wurde mit der Kathode K verbunden, der positive Pol mit der Anode A_1 und außerdem unter Zwischenschaltung eines Unterbrechers mit der Anode A_2. Vor A_1 lag ein Amperemeter. Die Lichtemission des Raumes A_2K außerhalb der ersten Kathodenschicht des zweiten Glimmstromes wurde sowohl in ihrer Gesamtfarbe bei magnetischer Ablenkung der Kathodenstrahlen als auch in spektraler Zerlegung beobachtet. Hierzu wurde ein geradsichtiges Spektroskop von großer Dispersion, ein Zweiprismenspektroskop von mäßiger Dispersion, aber großer Lichtstärke, und ein Einprismenspektroskop von kleiner Dispersion und darum großer Intensität im Doppler-Effekt verwendet. Die Beobachtungen wurden hauptsächlich an H_β ausgeführt, indes auch an H_α und mit dem Einprismenspektroskop an H_γ. Es wurde darauf geachtet, daß während der Beobachtung der emittierten Intensität die Wasserstoffüllung angenähert rein blieb, daß also die Lichtemission der Kanalstrahlen die charakteristische rötliche Färbung zeigte.

In Fig. 5 ist eine Photographie des Glimmstromes A_1K im Lichte seiner Gesamtemission auf einer gewöhnlichen Trockenplatte reproduziert, die Photographie, die in Fig. 6 wiedergegeben ist, gibt ein Bild des Falles, daß die Glimmströme $A_1K(G_1)$ und $A_2K(G_2)$ bei demselben Wert des Druckes und des Kathodenfalles gleichzeitig geschlossen sind.

Erstes Stadium. Bei hohem Druck bis zu einem Druck, bei welchem das Kanalstrahlenbündel eben nicht mehr ganz den Rohrquerschnitt füllte, bis zu etwa 4500 Volt Kathodenfall, war die Erhöhung der Stärke des Glimmstromes G_1 beim Schließen des Stromes G_2 prozentisch gering, also β klein gegen 1. In diesem Druckintervall wurde die rötliche Lichtemission der Kanalstrahlen im Raume A_2K durch das Schließen des Stromes G_2, also durch den Kathodenfall des zweiten Glimmstromes, um 50—80 Proz. ihres ursprünglichen Wertes geschwächt. Das gleiche wurde bei der spektralen Beobachtung der Lichtemission festgestellt; die bewegte Intensität von H_β und noch mehr von H_γ wurde nämlich um 50—90 Proz. ihres anfänglichen Wertes geschwächt, die ruhende Intensität der Linien wurde entweder gar nicht oder nur viel weniger als die bewegte Intensität geschwächt. Die Schwächung der ruhenden Intensität, welche indirekt auch von Kanalstrahlen zur Emission gebracht wird, konnte nämlich kompensiert werden durch die ruhende Intensität, welche die Kathodenstrahlen des Glimmstromes G_2 in dem Raume A_2K zur Emission bringen. Gleichzeitig mit dieser bringen die Kathodenstrahlen auch das zweite Wasserstoffspektrum zur Emission; in der Tat wurde dessen Intensität — es wird ja schwach auch von den Kanalstrahlen zur Emission gebracht — beträchtlich bei Schließung des Stromes G_2 verstärkt.

Zweites Stadium. Bei weiter sinkendem

Druck (Kathodenfall größer als 4500 Volt) zog sich der Querschnitt des Kanalstrahlenbündels des Stromes G_1 mehr und mehr zusammen. Wurde der Strom G_2 geschlossen, so stieg die Stärke von G_1 um so mehr dadurch an, je niedriger der Druck wurde, und zwar um 10—200 Proz.; schließlich konnte G_1 nur so lange existieren, als gleichzeitig G_2 geschlossen war. In diesem zweiten Fall ist also die wechselseitige Vermehrung der Zahl der Kanalstrahlen der zwei Ströme nicht mehr klein gegen ihre selbständige Zahl, oder es ist in $\alpha n_{\beta_1}(1+\beta)$ die Größe $\alpha\beta$ nicht mehr klein gegen 1. Die Beobachtungen in diesem Stadium sind also quantitativ nicht durchsichtig genug, als daß sie zur Beantwortung der Frage herangezogen werden könnten, ob die Emission bewegter Intensität durch ein Kanalstrahlenbündel eine Verringerung durch ein paralleles elektrisches Feld erfährt. Die Beobachtung der Gesamtfarbe und des Spektrums der Lichtemission des Raumes A_2K ergab folgendes. Die Verringerung der rötlichen Gesamtfarbe und der bewegten Intensität von H_β bei Schließung des Stromes A_2K sank mit abnehmendem Druck von 50 auf 10 Proz., und in einigen Fällen schien sie mir sogar einer geringen Verstärkung Platz zu machen.

Von einem weiteren quantitativen Eingehen auf den Einfluß eines parallelen elektrischen Feldes auf die bewegte Lichtemission durch Kanalstrahlen sehe ich ab, weil bei der gewählten Versuchsanordnung infolge der wechselseitigen Beeinflussung der zwei Glimmströme bei niedrigem Druck die quantitativen Verhältnisse undurchsichtig werden. Und wenn auch sicher erwiesen ist, daß bei höherem Druck (erstes Stadium) ein verzögerndes paralleles elektrisches Feld den größeren Bruchteil der bewegten Intensität aus einem Kanalstrahlenbündel fortzunehmen vermag, so liegen doch auch bei ihm die Verhältnisse in quantitativer Hinsicht nicht so einfach, daß eine genauere Untersuchung der Erscheinung sich lohnen würde.

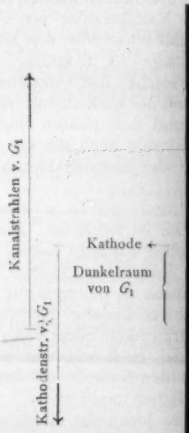


Fig. 5.

Fig. 6.

4. Die Kanalstrahlen im erzeugenden elektrischen Feld.

Durch Beobachtung des Doppler-Effektes[1]) an Wasserstoffkanalstrahlen bei verschiedenen Werten des Druckes und des Kathodenfalles ergab sich, daß die maximale kinetische Energie der Träger der bewegten Intensität der Serienlinien erst nahezu proportional dem Kathodenfall, dann aber mit sinkendem Druck immer langsamer als der Kathodenfall zunahm und schließlich unabhängig von diesem einem konstanten Werte zuzustreben schien. Nimmt man die Hypothese an, daß die Träger der Serienlinien positive Atomionen seien, dann kann man

1) J. Stark u. W. Steubing, Ann. d. Phys. **28**, 944, 1909.

jenes Beobachtungsresultat dahin interpretieren, daß die Geschwindigkeit der positiven Kanalstrahlen bei niedrigem Druck langsamer als der sie erzeugende Kathodenfall zunimmt und schließlich nur mehr wenig mit ihm sich ändert.

Kürzlich hat J. J. Thomson[1]) beobachtet, daß bei sehr niedrigem Druck die magnetische und die elektrische Ablenkung der Kanalstrahlen hinter einer Kathode nur wenig oder gar nicht mit dem sie erzeugenden Kathodenfall sich ändert, während die gleichzeitig mit ihnen erzeugten Kathodenstrahlen eine Änderung ihrer Ablenkung zeigen, welche äquivalent ist der Änderung des Kathodenfalls.

Nach zwei verschiedenen Methoden scheint also die Tatsache sichergestellt zu sein, daß die maximale kinetische Energie der Kanalstrahlen bei niedrigen Drucken sich mit einem Kathodenfall K größer als ungefähr 8000 Volt nur wenig oder gar nicht ändert.

Die Differenz zwischen der maximalen kinetischen Energie der Kanalstrahlen und der maximalen erzeugenden elektrischen Arbeit εK glaubte ich früher daraus erklären zu können, daß bei großer Energie die Bremsung durch Zusammenstöße größer ist als bei kleiner Geschwindigkeit. Diese Erklärung scheint mir indes nicht ausreichend zu sein. Vielmehr dürfte jene Tatsache folgende zwei Gründe haben.

Da in allen Querschnitten vor der Kathode positive und negative Ionen vorhanden sind, so liefert jede Schichtdicke dl vor der Kathode positive Strahlen nach der Kathode. Es sei n_{pl} die Zahl der positiven Ionen in der Volumeneinheit im Abstand l von der Kathode, sie sollen alle die Kathodenoberfläche erreichen, also die Spannungsdifferenz V_l frei durchlaufen und somit die kinetische Energie εV_l gewinnen. Es treten dann hinter der Kathode Kanalstrahlen von allen möglichen Energien von Null bis εK auf. Die Verteilung der Zahl der Kanalstrahlen hinter der Kathode auf die möglichen Geschwindigkeiten ist analog der Verteilung der Zahl der positiven Ionen Σn_{pl} auf die verschiedenen Querschnitte vor der Kathode; die Geschwindigkeit der maximalen Zahl gleichartiger Kanalstrahlen entspricht dem Querschnitt maximaler Ionisation vor der Kathode. Nun ist die Ionisationsverteilung längs des Kathodenfalls nicht unabhängig vom Druck. Bei hohem Druck, wo auch die Absorption der Kathodenstrahlen und darum die von ihnen bewirkte Ionisation am Ende des Dunkelraumes im Beginn der negativen Glimmschicht groß ist, liefern die Querschnitte in ihrer Nähe eine große Anzahl positiver Ionen als Kanalstrahlen an die Kathode, welche den ganzen oder größten Teil des Kathodenfalls frei durchlaufen haben. Darum besitzt bei höheren Drucken ein merklicher Bruchteil der Kanalstrahlen eine kinetische Energie, welche proportional dem erzeugenden Kathodenfall ist. Bei niedrigem Druck dagegen ist die Absorption der Kathodenstrahlen und darum auch die von ihnen bewirkte Ionisierung am Ende des Dunkelraumes und in der negativen Glimmschicht nur gering; gleichzeitig wächst mit sinkendem Druck der Dunkelraum und der auf dessen Ende liegende Spannungsabfall. Deshalb wird einerseits die Zahl der positiven Strahlen, welche von diesen weit von der Kathode entfernten Querschnitten herkommen, mit sinkendem Druck immer kleiner und somit auch die Zahl der Kanalstrahlen von einer dem ganzen Kathodenfall entsprechenden kinetischen Energie; andererseits ist möglich, daß der Spannungsabfall zwischen dem Querschnitt maximaler Ionisation und der Kathode nur mehr wenig mit dem Druck und dem ganzen Kathodenfall sich ändert und darum auch die Geschwindigkeit der Mehrheit der Kanalstrahlen hinter der Kathode.

Der zweite Grund, der in gleichem Sinne wie der erste wirkt, ist folgender. Die Voraussetzung, die wir oben gemacht haben, daß alle positiven Ionen eines Querschnittes vor der Kathode den ganzen Spannungsabfall bis zur Kathode mit positiver Ladung durchlaufen, ist nur ideal; in Wirklichkeit bildet sich in einem Kanalstrahlenbündel auch während seiner Beschleunigung vor der Kathode ein bewegliches Gleichgewicht zwischen positiven und neutralen Strahlen aus. Die kinetische Energie, welche ein Kanalstrahl im parallelen beschleunigenden elektrischen Feld gewinnt, hängt von dem Spannungsabfall auf der Wegstrecke ab, welche er frei mit positiver Ladung durchläuft. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Strahl seinen ganzen Weg vor der Kathode mit positiver Ladung durchläuft, ist um so kleiner, je größer die durchlaufene Wegstrecke im Verhältnis zu dem „Ausgleichsweg" ist, auf welchem sich das Gleichgewicht zwischen positiven und neutralen Strahlen bis zu einem gewissen Prozentsatz wieder herstellt. Die Wahrscheinlichkeit ist darum für die Strahlen, welche vom Ende des Dunkelraumes oder aus dem Anfang der negativen Glimmschicht kommen, kleiner als für Strahlen, welche aus näheren Querschnitten kommen. Deshalb wird die Zahl der schnellen Strahlen, deren Energie dem ganzen Kathodenfall entspricht, in dem Kanalstrahlenbündel hinter der Kathode um so kleiner werden, je größer mit sinkendem Druck die Dunkelraumlänge im Verhältnis zum Ausgleichsweg wird.

Bei den Kathodenstrahlen liegen die Ver-

1) J. J. Thomson, diese Zeitschr. 10, 722, 1909.

hältnisse anders. Ihre größte Zahl hat ihren Ursprung besonders bei niedrigem Druck an der Oberfläche der Kathode; sie durchlaufen, ohne unterwegs für einige Zeit neutralisiert zu werden, den ganzen Dunkelraum in der Richtung von der Kathode nach der Anode, und somit den ganzen Kathodenfall frei. Ihre Mehrzahl zeigt darum bis zu beliebig tiefen Drucken eine maximale kinetische Energie, welche gleich ist εK.

Aachen, Technische Hochschule, November 1909.

(Eingegangen 9. Dezember 1909.)

Zur experimentellen Entscheidung zwischen Lichtquantenhypothese und Ätherwellentheorie. II[1]). Sichtbares und ultraviolettes Spektrum.

Von J. Stark.

(Mit Tafel III.)

§ 1. Einleitung.

Die theoretischen Überlegungen[2]), welche zur

1) Diese Zeitschr. 11, 24, 1910.

2) Die elektromagnetische Ätherwellentheorie ergibt für die Ausstrahlung durch ein einzelnes Elektron als wichtigste Folgerung, daß das Elektron nach allen Richtungen im Raume Energie ausstrahlt, daß somit die Dichte der von ihm weggehenden Strahlungsenergie in allen Richtungen umgekehrt proportional dem Abstand vom Emissionszentrum bis zu beliebig kleinen Werten abnimmt. Diese Folgerung wurzelt in drei fundamentalen Hypothesen, auf welche sich die Ätherwellentheorie der Strahlung eines einzelnen Elektrons gründet.

Die erste Hypothese ist die Annahme, daß das elektrische Feld des ruhenden Elektrons zentrische Symmetrie besitze, daß also auf einer mit dem Elektron konzentrischen Kugelfläche die Dichte der elektrischen Kraftlinien überall gleich groß sei.

Die zweite Hypothese ist die Annahme, daß die Teile der elektrischen Ladung eines Elektrons starr miteinander verbunden sind, relativ zueinander keine Bewegung und Beschleunigung haben können, daß somit alle Teile des Elektrons immer die gleiche Geschwindigkeit und Beschleunigung bei der Translation haben. Zu der Ableitung der Feldstärke $\mathfrak{E}$ zum Beispiel, welche ein parallel seiner Geschwindigkeit $\mathfrak{v}$ beschleunigtes Elektron von der Gesamtladung e in einem weit entfernten Aufpunkt (r) hervorbringt, kommt jene Theorie auf Grund der Hypothese von der Starrheit des Elektrons und auf Grund der unten charakterisierten Hypothese der zentrischen Beschleunigung des Elektronenfeldes auf folgende Weise. Der Beitrag eines Elementes de der Ladung des Elektrons zu der Feldstärke ist

$$\frac{de\,\dot{\mathfrak{v}}\sin\varphi}{rc^2\left(1-\frac{\mathfrak{v}}{c}\cos\varphi\right)^3};$$

hierbei ist zunächst jedem Element ein bestimmtes $\dot{\mathfrak{v}}$ und $\mathfrak{v}$ zuzuordnen. Führt man die Hypothese von der Starrheit des Elektrons ein, so wird allen Elementen des Elektrons der gleiche Wert von $\dot{\mathfrak{v}}$ und $\mathfrak{v}$ gegeben; es ist lediglich über de zu integrieren, so daß als Wert für die Feldstärke des Elektrons resultiert

(Fortsetzung der Fußnote 2 von der vorigen Spalte.)

$$\mathfrak{E}=\frac{e\,\dot{\mathfrak{v}}\sin\varphi}{rc^2\left(1-\frac{\mathfrak{v}}{c}\cos\varphi\right)^3}.$$

Die Hypothese, daß das Elektron selbst wie sein äußeres Feld deformiert werden kann, daß also seine Teile relativ zueinander beschleunigt werden können, daß dem einzelnen freien Elektron selbst eine Eigenperiode der Beschleunigung seiner Teile in bezug aufeinander zuzuschreiben ist, oder auch mit anderen Worten, daß sich eine Deformation im Innern des Elektrons mit einer für das Innere charakteristischen Geschwindigkeit fortpflanzt, diese Hypothese der Deformierbarkeit des Elektrons ist physikalisch von vornherein wahrscheinlicher als die Hypothese der Starrheit des Elektrons.

Ist die Annahme, daß das geladene Innere des negativen Elektrons auch für Beschleunigungsperioden kleiner als 10^{-15} sec wie ein starrer Körper sich verhalte, zum mindesten bedenklich, so ist die dritte Hypothese, welche dieser Theorie zugrunde liegt, zweifellos in einem fundamentalen Widerspruch mit der bis jetzt vorliegenden physikalischen Erfahrung. Diese dritte Hypothese besteht nämlich in der Annahme, daß die Beschleunigung des negativen Elektrons und somit die daraus resultierende Deformation und Strahlung im äußeren Elektronenfeld zentrischen Ursprungs sei, daß also primär das geladene Innenfeld des Elektrons beschleunigt werde, und daß von ihm aus nach außen in das äußere Elektronenfeld eine Deformation und damit ein Energiestrom sich fortpflanze; auf Grund dieser Annahme sowie jener ersten Annahme von der zentrisch symmetrischen Struktur des Elektrons und auf Grund der Annahme von der Starrheit des Innenfeldes wird dann der raumzeitliche Zustand des Außenfeldes als Funktion der Ladung, Beschleunigung des Innenfeldes und seines Radiusvektors zu einem äußeren Feldpunkt beschrieben. Die Annahme einer solchen „zentrischen Störung" eines einzelnen Elektronenfeldes entspricht indes nicht der physikalischen Wirklichkeit. Nach unseren bisherigen Erfahrungen wird das elektromagnetische Energiefeld eines einzelnen Elektrons dadurch deformiert, daß in äußere Teile desselben ein zweites elektromagnetisches Energiefeld, z. B. von einem zweiten Elektron, eindringt; diese von außen kommende Deformation pflanzt sich dann nach dem Innern und nach entfernter liegenden Teilen des Elektronenfeldes fort, indem gleichzeitig Energie in das erste Elektronenfeld einströmt oder ausströmt; hierbei ist hinsichtlich der Energieströmung eine Richtung vor allen anderen ausgezeichnet, sie wird bestimmt durch die Verbindungslinie der Mittelpunkte der zwei zusammenstoßenden Felder und ihre Beschleunigungsrichtungen. Was hieraus speziell für das Volumen der aus dem Deformationsgebiet in Strahlungsform emittierten Energie folgt, sei hier nicht weiter ausgeführt. Aus der räumlichen Ausdehnung der Elektronenfelder folgt mit Notwendigkeit, daß das Feld des einzelnen Elektrons in der physikalischen Wirklichkeit nur durch ein zweites Feld eine von außen kommende Störung oder eine „exzentrische Beschleunigung" erfahren kann; die Fiktion der oben charakterisierten „zentrischen Beschleunigung" eines einzelnen Elektronenfeldes kann physikalisch überhaupt nicht realisiert werden. Die Hypothese der zentrischen Beschleunigung eines einzelnen Elektrons ist in ihren Konsequenzen identisch mit der Annahme eines Mediums (Äther), dessen Zustand von einem Punkte aus eine Störung erfährt, die dann zentrisch von diesem Punkte weg als Welle rings in das umgebende Medium läuft. Die Bezeichnung elektromagnetische Ätherwellentheorie trifft darum den Kern der Theorie der Strahlung eines einzelnen Elektrons, welche gegenüber der Lichtquantenhypothese verfochten wird.

Die elektromagnetische Ätherwellentheorie der Strahlung des einzelnen Elektrons wird von ihren Verfechtern als die elektromagnetische Theorie schlechtweg oder als auf die Maxwellsche Theorie basiert bezeichnet. Sie nimmt indes damit den Nimbus der Maxwellschen Feldgleichungen zu unrecht für sich allein in Anspruch. Die

(Fortsetzung der Fußnote von der vorigen Spalte.)

Maxwellschen Feldgleichungen können auch auf andere Voraussetzungen über das einzelne Elektronenfeld angewendet werden; was die elektromagnetische Atherwellentheorie wesentlich charakterisiert, sind die ihr zugrunde liegenden drei Hypothesen der zentrischen Symmetrie, der Starrheit des Innenfeldes eines Elektrons und der zentrischen Beschleunigung des einzelnen Elektronenfeldes.

Gegenüber unzutreffenden Behauptungen sei es mir gestattet, meine Stellung zum Problem der elementaren Strahlung im Anschluß an das Vorhergehende zu skizzieren. Die Maxwellschen Feldgleichungen sind nach meiner Ansicht auch für das einzelne Elektron gültig; indes erfordert ihre Anwendung auf Integralwirkungen des beschleunigten Elektrons die quantitative Kenntnis der Struktur und der Verknüpfung zwischen den inneren und äußeren Teilen des Elektronenfeldes. Die Atherwellentheorie glaubte dieser Forderung durch jene drei Hypothesen genügen zu können; der Bankrott dieser bereits in ihren Voraussetzungen physikalisch unhaltbaren Theorie begann mit dem Widerspruch der Erfahrung über das Verhalten des elektromagnetischen Feldes gleichförmig bewegter Elektronen relativ zu einem mitbewegten und relativ zu einem ruhenden Beobachter; er ist vollständig geworden bei dem Problem der elementaren Strahlung. Nach dem Zusammenbruch dieser Art von Elektronentheorie besitzen wir allerdings keine Elektronentheorie, welche die Integralwirkungen an einzelnen beschleunigten Elektronenfeldern quantitativ darstellt; es fehlt uns eben jene Kenntnis der Struktur und der Verknüpfung der Teile des wirklichen Elektronenfeldes. Diese Kenntnis können wir nach meinem Dafürhalten lediglich aus der Erfahrung abstrahieren. Demgemäß setzte ich in den letzten Jahren meiner experimentellen Arbeit zum Ziel, zur elementaren Strahlung einzelner Elektronen vorzudringen, also Erscheinungen aufzusuchen, in denen die Ordnung und die Gesetze der Aus- und Einstrahlung elektromagnetischer Energie an einzelnen Elektronen erkennbar sind. Hierbei benützte ich als Arbeitshypothese das Plancksche Elementargesetz und konnte zunächst zeigen, daß einerseits die Emission in Serienlinien (Breite des Intensitätsminimums im Doppler-Effekt bei Kanalstrahlen, diese Zeitschr. **8**, 913, 1907; **9**, 767, 1908) und die Emission in Bandenlinien (untere Grenze eines Bandenspektrums, diese Zeitschr. **9**, 85, 1908; W. Steubing, diese Zeitschr. **10**, 787, 1909) in Übereinstimmung mit dem Planckschen Elementargesetz erfolgt, daß andererseits auch die Absorption elektromagnetischer Strahlung an einzelnen Elektronen quantenhaft nach Vielfachen von $6{,}55 \cdot 10^{-27}\, n$ erg (n = Frequenz) vor sich geht, sowohl bei der Emission sekundärer Kathodenstrahlen durch Röntgenstrahlen (diese Zeitschr. **8**, 881, 1907; **10**, 579, 1909), als auch bei photochemischen Wirkungen (diese Zeitschr. **9**, 889, 894, 1908; Jahrb. d. Rad. u. El. **6**, 12, 1909). Nachdem es mir auf Grund der Erfahrung wahrscheinlich geworden ist, daß der Umsatz elektromagnetischer Strahlungsenergie an einzelnen Elektronen für Frequenzen größer als 10^{15} sec^{-1} quantenhaft nach Vielfachen von $6{,}55 \cdot 10^{-27}\, n$ erg erfolgt, gehe ich einen Schritt weiter und ziehe aus der Erfahrung, daß selbst bei sehr geringer Intensität der Strahlung die von einem Elektron aus einfallender Röntgenstrahlung weggenommene Energie (diese Zeitschr. **10**, 579, 1909) und die von einem Valenzelektron aus eingestrahltem sichtbaren oder ultravioletten Licht weggefangene Energie (lichtelektrischer Effekt, photochemische Wirkung) relativ sehr groß ist, nämlich ein Vielfaches von $6{,}55 \cdot 10^{-27}\, n$ ist, den hypothetischen Schluß, daß die elektromagnetische Strahlungsenergie, die von einem einzelnen Elektron kommt, bei ihrer Fortpflanzung wenigstens zum größten Teile innerhalb eines Volumens von der Ordnung der dritten Potenz der Wellenlänge konzentriert bleiben muß, damit sie gemäß dem Planckschen Elementargesetz dem einzelnen absorbierenden Elektron zur Verfügung steht. Diese Hypothese der quantenhaften diskontinuierlichen Struktur der Strahlungsenergie für Frequenzen größer als 10^{13} sec^{-1} scheint mir eine notwendige Konsequenz des Planckschen Elementargesetzes zu sein; in ihrem Sinn hat zuerst A. Einstein (diese Zeitschr. **10**, 185, 1909) das Plancksche Verteilungsgesetz interpretiert. Ihre stärkste experimentelle Stütze sehe ich zunächst in der quantenhaften Absorption von Frequenzen größer als 10^{15} sec^{-1} selbst bei sehr geringer Intensität; um sie weiter experimentell zu prüfen, habe ich in meinen letzten Arbeiten nach großen Dissymmetrien in der Emission von Röntgen- und Lichtstrahlung gesucht; in der Tat haben sich in Übereinstimmung mit jener Hypothese so große Dissymmetrien ergeben, daß die Annahme einer zentrisch in den räumlichen Winkel 4π divergierend sich fortpflanzenden Strahlung bei den untersuchten Phänomenen zum mindesten unwahrscheinlich ist. Die Hypothese der quantenhaften Struktur der elektromagnetischen Strahlung bedarf natürlich noch weiterer experimenteller Prüfung, bis sie die Grundlage einer physikalisch haltbaren Elektronentheorie bilden kann. Sollten weitere experimentelle Untersuchungen jene Hypothese als unvereinbar mit der Erfahrung erweisen, so werde ich ihr zwar Dank bewahren für ihre Anregung zu experimenteller Arbeit, werde aber zu den ersten gehören, welche sie aufgeben.

Auffindung[1]) der Dissymmetrie der Emission von Röntgenstrahlen hinsichtlich Intensität und Absorbierbarkeit führten, liegen auch den nachstehenden Untersuchungen zugrunde. Diese haben zum Ziel, im sichtbaren und ultravioletten Spektrum Erscheinungen aufzusuchen, in welchen eine Transformation von gerichteter mechanischer in gerichtete elektromagnetische Bewegungsgröße oder umgekehrt von gerichteter elektromagnetischer in gerichtete mechanische Bewegungsgröße stattfindet. Die erste Art von Transformation wird an dem Phänomen der Emission bewegter Intensität durch Kanalstrahlen untersucht; was die zweite Art von Transformation betrifft, so wird wahrscheinlich gemacht, daß sie bereits in einer Beobachtung von H. Rubens und E. Ladenburg[2]) vorliegt.

Die Untersuchung[3]) der Lichtemission der Kanalstrahlen hat bezüglich der Linienspektra folgende Resultate ergeben. Die Kanalstrahlen in einem Gase bringen erstens die Linien des Gases in unveränderter Wellenlänge (ruhende Intensität, ruhende Linien) zur Emission; zweitens bringen sie in diesen Linien eine Intensität (bewegte Intensität, bewegte Linien) zur Emission, deren Wellenlängen relativ zu derjenigen der ruhenden Linien vergrößert oder verkleinert erscheinen, je nachdem der Visionsradius in oder entgegengesetzt der Richtung der Kanalstrahlen weist (Doppler-Effekt bei Kanalstrahlen). Die Träger der bewegten Intensität sind nach der von mir vertretenen Ansicht die positiven Atomionen des Gases, in welchem die Kanalstrahlen erzeugt werden; die Zentra der Emission sind negative Elektronen, welche in die positiven Atomionen eingebaut sind; die Emission hat statt während des Zusammenstoßes eines Kanal-

1) J. Stark, diese Zeitschr. **10**, 902, 1909; **11**, 107, 1910.

2) H. Rubens u. E. Ladenburg, Verh. d. D. Physik. Ges. **9**, 749, 1907.

3) J. Stark, diese Zeitschr. **6**, 892, 1905; Ann. d. Phys. **21**, 401, 1906.

strahlenteilchens mit einem anderen Teilchen oder unmittelbar nach einem solchen Zusammenstoß. Die Wellenlänge der bewegten Intensität, welche entgegengesetzt der Richtung des Kanalstrahlenbündels emittiert wird, ist größer als die Wellenlänge der in der Kanalstrahlenrichtung emittierten Intensität. Es erhebt sich die Frage, ob die zwei in entgegengesetzten Richtungen emittierten bewegten Intensitäten auch ihrer Größe nach verschieden groß sind. Bei der Beantwortung der vorstehenden Fragen sind drei Fälle zu unterscheiden.

Erster Fall. Die Masse der Kanalstrahlenionen ist gleich oder nur wenig größer als die Masse der von ihnen gestoßenen Teilchen; dieser Fall liegt vor, wenn die Kanalstrahlen aus einem reinen einatomigen Gas gebildet werden und in dem reinen Gas verlaufen.

Zweiter Fall. Das Kanalstrahlenion hat eine beträchtlich kleinere Masse als das gestoßene oder das stoßende Teilchen. In diesem Falle befinden z. B. sich Wasserstoffkanalstrahlen, die zusammen mit Quecksilberkanalstrahlen in einem Gemisch von Wasserstoff und relativ viel Quecksilberdampf verlaufen.

Dritter Fall. Das Kanalstrahlenion hat eine beträchtlich größere Masse als das gestoßene Teilchen. Dieser Fall wird gegeben durch Quecksilberkanalstrahlen, welche in einem Gemisch von relativ viel Wasserstoff und wenig Quecksilberdampf verlaufen.

§ 2. Methoden.

Um die in der Richtung der Kanalstrahlen emittierte bewegte Intensität („zulaufende Intensität") mit der in entgegengesetzter Richtung emittierten Intensität („weglaufende Intensität") zu vergleichen, hat man die zwei Intensitäten durch je drei total reflektierende Prismen in dieselbe Richtung durch einen Spektralapparat zu leiten. Man beobachtet dann in diesem die ruhende Linie und auf deren kurzwelligen Seite die zulaufende, auf ihrer langwelligen Seite die weglaufende Intensität. Um erstens die verschiedenen hintereinander liegenden Querschnitte des Kanalstrahlenbündels in nahezu gleichem Abstand von dem Spalt des Spektralapparates zu bringen, also mit den von ihnen emittierten Intensitäten nahezu gleich große Öffnungen des Spektralapparates zu füllen, hat man sie in große Entfernung vom Spalt zu bringen und sie mit Hilfe eines Objektivs von geeigneter Öffnung auf den Spalt abzubilden. Man erhält so untereinander auf dem Spalt stark verkleinerte Bilder des in sich projizierten Kanalstrahlenbündels, durch das eine geht die weglaufende, durch das andere die zulaufende Intensität. Die relative Lage der ruhenden und der bewegten Intensitäten, die man bei diesem Verfahren in dem Spektralapparat beobachtet, ist schematisch in Fig. 1 dargestellt.

Die praktische Schwierigkeit dieser Methode, die weg- und die zulaufende Intensität eines und desselben Kanalstrahlenbündels miteinander zu vergleichen, liegt nun darin, daß allein durch die Verschiedenheit der optischen Wege der zwei Intensitäten (Verschiedenheiten in den zwei Gruppen der total reflektierenden Prismen, nicht genau zentrische Projektion der zwei Kanalstrahlenbilder auf den Spalt) eine Verschiedenheit derselben im Spektralapparat bedingt würde. Diese Schwierigkeit läßt sich indes durch folgenden Kunstgriff überwinden. Man läßt in dem Kanal des einen Kanalstrahlenbündels genau entgegengesetzt ein zweites, hinsichtlich Geschwindigkeit und Menge der Strahlen gleiches Bündel verlaufen. Durch die Prismen und das projizierende Objektiv werden dann

Fig. 1.

Fig. 2.

ebenfalls je zwei Bilder auf dem Spalt entworfen, und zwar genau an die Stelle der zwei Bilder des ersten Bündels. Die relative Lage der ruhenden und bewegten Intensitäten, die man nunmehr im Spektralapparat erhält, ist schematisch in Fig. 2 dargestellt. Wie leicht zu sehen ist, passiert nun je eine (W_1 bzw. W_2) weglaufende und eine zulaufende Intensität (Z_2 bzw. Z_1) denselben optischen Weg, das Verhältnis der zu vergleichenden weg- und zulaufenden Intensität wird gleich der Quadratwurzel aus dem Produkt der Verhältnisse $\frac{Z_1}{W_2}$ und $\frac{Z_2}{W_1}$. Sind somit die zwei zulaufenden Intensitäten größer als die zwei weglaufenden Intensitäten, so ist erwiesen, daß ein Kanalstrahlenbündel in gewissen Spektrallinien mehr bewegte Intensität in als entgegengesetzt seiner Richtung zur Emission bringt.

Die Forderung, zwei gleich beschaffene Kanalstrahlenbündel in entgegengesetzter Richtung in denselben Kanal zu senden, läßt sich leicht mit großer Annäherung in folgender Weise erfüllen. Man gibt der Kathode eine Form, welche symmetrisch ist in bezug auf die

Normalebene durch den Kanal, und stellt jeder ihrer Endflächen in gleichem Abstand je eine Anode gegenüber, die unter sich gleich und außerhalb der Röhren miteinander verbunden sind. Im Innern des Kanals verlaufen dann die Kanalstrahlen der zwei Bündel entgegengesetzt in einem elektrischen Feld gleich Null, treten am Ende des Kanals in das sie verzögernde elektrische Feld vor der Kathodenfläche des zweiten Glimmstromes aus; dieses nimmt aus ihnen auf ihrem Wege bis zur Dunkelraumgrenze den größeren Teil ihrer bewegten Intensität fort, wie durch die vorausgehende Hilfsuntersuchung festgestellt wurde. Die Begrenzung der Länge der Kanalstrahlenbündel durch ein verzögerndes elektrisches Feld war auch aus folgenden Gründen wünschenswert. Erstens sollten alle Licht emittierenden Querschnitte des Kanalstrahlenbündels mit großer Annäherung scharf auf den Spalt des Spektralapparates abgebildet werden; dies war, wenn die Bilder nicht zu klein werden sollten, nur für eine beschränkte Länge (8—10 cm) des Kanalstrahlenbündels möglich. Zweitens sollte ein Auftreffen der Kanalstrahlen auf eine feste Wand (Enden der Röhre) und die Reflexion von Strahlen an dieser möglichst reduziert werden, um die dadurch bedingte Komplikation des Phänomens zu vermeiden.

Die Einzelheiten der Versuchsanordnung, welche durch die vorstehenden Überlegungen vorgeschrieben wurde, sind aus Fig. 3 zu ersehen.

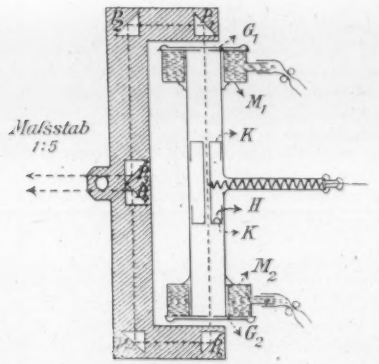


Fig. 3.

Auf dem schraffierten, 0,6 cm dicken, plan gehobelten und geschliffenen Messingrahmen R sind die 6 Totalreflexionsprismen (P_1, P_2, P_3, P_4, P_5, P_6) in der dargestellten Weise montiert. Die erst 8, später 7 cm lange Kathode K war in der Mitte der Kanalstrahlenröhre fixiert, die Weite ihres Kanals betrug 5 mm; die Röhre selbst war 24 cm lang und 3 cm weit. Auf die Enden der Röhre waren die Kühlgefäße M_1 und M_2 aus Messingblech aufgesetzt; jedes besaß ein Zufluß- und ein Abflußrohr für Wasser, von denen in der Figur nur je eines gezeichnet ist. Die das Ende der Röhre abschließende Deckfläche der Kühlgefäße besaß in ihrer Mitte konzentrisch mit der Röhre ein 5 mm weites Diaphragma. Auf die innere Seite der Deckfläche war ein Aluminiumblech mit einem gleich großen Diaphragma aufgepreßt. Auf die äußere Seite der Deckfläche war eine planparallele Glas- bzw. Quarzplatte (G_1, G_2) aufgekittet. Die Anwendung der Kühlgefäße war aus folgendem Grunde notwendig. Die Enden der Röhre mußten im Interesse der Schärfe der Abbildung des Kanalstrahlenbündels planparallele Platten sein, diese konnten nicht direkt auf die Glasröhre gekittet werden, da durch die auf das Ende der Röhre auftreffenden Kathodenstrahlen eine beträchtliche Wärmeentwicklung statthatte. Die mit Aluminiumblech belegten Innenseiten der Deckflächen dienten als Anodenflächen, die zwei Kühlgefäße waren also untereinander und mit dem positiven Pol der Stromquelle verbunden.

Als Stromquelle diente ein großes, mit Turbinenunterbrecher betriebenes Induktorium; zwischen ihm und der Kanalstrahlenröhre lag eine Ventilröhre. Nachdem die Kanalstrahlenröhre durch längeren Betrieb bei starker Belastung und Spülung mit Wasserstoff gereinigt war, begannen die Expositionen; oder es wurde, wenn mit Quecksilberdampf gearbeitet werden sollte, erst dann durch das Evakuationsrohr ein Quecksilbertropfen eingeführt, so daß er bei H im becherartigen Außenraum der Kathode zu liegen kam; durch die Erwärmung von seiten der heißen Elektrode wurde eine ausreichende Verdampfung des Quecksilbers in das Stromgebiet der Röhre bewirkt. Der Druck in der Röhre wurde so gewählt, daß während der Exposition die Länge des Dunkelraumes 2—4 cm betrug und der Querschnitt der Kanalstrahlenbündel etwas größer als derjenige des Kanals in der Kathode war. Das Arbeiten mit Quecksilberdampf gestaltete sich deswegen mühsam, weil durch jede längere Exposition die Röhre infolge der starken Zerstäubung des Aluminiums unbrauchbar wurde, so daß jede Exposition eine neue Röhre verlangte.

Von entscheidender Bedeutung für das Gelingen der Beobachtungen ist die bei ihnen angewendete Optik. Die meisten Aufnahmen machte ich mit dem lichtstarken Prismenspektrographen, der aus Mitteln der Preußischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin gebaut ist. Seine zwei Objektive haben ein Öffnungsverhält-

nis von 1:6,5. Seine Dispersion bei λ 4359 und λ 4047 war eben noch ausreichend, um die Beobachtung des Doppler-Effektes an diesen Linien zuzulassen. Unterhalb λ 3900 nimmt bei diesem Spektrographen die Lichtstärke infolge der Absorption im Prisma rasch ab.

Um einerseits die mit dem Prismenspektrographen an den Linien λ 4359 und λ 4047 gemachten Beobachtungen zu kontrollieren, um andererseits die Beobachtungen auf ultraviolette Linien des Quecksilbers auszudehnen, wurden auch Aufnahmen mit einem vorzüglichen geisterarmen Rowlandschen Konkavgitter von 1 m Radius und 8,6 cm Öffnung gemacht. Dieses Gitter wurde mir von Herrn Prof. Riecke in Göttingen zur Verfügung gestellt; ich möchte ihm dafür auch an dieser Stelle verbindlichen Dank sagen. Ich habe mit diesem Gitter bereits früher zusammen mit den Herren Hermann und Kinoshita Beobachtungen[1]) über den Doppler-Effekt an Quecksilberlinien gemacht. Seine Lichtstärke ist auf der einen Seite in dem Spektrum zweiter Ordnung beträchtlich; freilich reicht sie nicht an die Lichtstärke des verwendeten Prismenspektrographen heran. Die Expositionszeit mußte darum beim Gitter über sechs Stunden ausgedehnt werden, um unter den gegebenen Versuchsbedingungen den Doppler-Effekt bei den *Hg*-Linien herauszuholen.

Das Kanalstrahlenbündel wurde beim Prismenspektrographen mit einem achromatischen photographischen Objektiv von 13,5 cm Brennweite und einem Öffnungsverhältnis von 1:6 auf den Spalt abgebildet. Die Abbildung durch den Spektrographen ist unter diesen Umständen stigmatisch. Beim Gitter wurde das Bündel mit einem Quarz-Flußspat-Achromat von Zeiß (Brennweite 13 cm) auf den Spalt abgebildet. Die weitere Abbildung durch das Gitter ist zwar astigmatisch, doch konnte so eingestellt werden, daß die Spektra der zwei auf den Spalt entworfenen Bilder des Kanalstrahlenbündels auf dem photographischen Film getrennt erschienen; achromatische Zylinderobjektive zur Erzielung stigmatischer Abbildung durch das Gitter standen mir leider nicht zur Verfügung.

Große Sorgfalt war auf die Einstellung der Optik zu verwenden. Erstens war im Interesse der Lichtstärke dafür zu sorgen, daß der ganze Öffnungswinkel des Spektrographen mit Licht gefüllt wurde; zweitens mußten die Zentren der zwei auf den Spalt entworfenen kreisförmigen Kanalstrahlenbilder genau untereinander in der Mitte des 0,03 mm weiten Spaltes liegen; drittens mußte zunächst für den Abstand des scharf abzubildenden Querschnittes des Kanalstrahlenbündels durch Probeaufnahmen mit einer *Hg*-Lampe diejenige Stellung des Spaltes (Abstand des Spaltes vom Kollimatorobjektiv bezw. vom Gitter) ermittelt werden, welche die zu untersuchende Linie in schärfster Abbildung auf der photographischen Schicht lieferte; viertens war bei der darauffolgenden Einstellung auf das Kanalstrahlenbündel darauf zu achten, daß der bevorzugte Querschnitt des Bündels die ausgesuchte Einstellung schärfster und darum lichtstärkster Abbildung auf den Spalt erhielt. Denn obzwar der Abstand zwischen dem abbildenden Objektiv und dem Kanalstrahlenbündel immer größer als 100 cm war, so waren doch nicht alle Querschnitte des 8—10 cm langen Kanalstrahlenbündels gleichzeitig gleich scharf abgebildet. Dieser Umstand hat dann nur einen geringen Einfluß, wenn das Kanalstrahlenbündel, wie es bei Wasserstoff der Fall ist, auf einer Strecke von 7—8 cm nahezu überall die gleiche Beschaffenheit hat, so daß man auf die Mitte des Kanalstrahlenbündels scharf einstellen kann. Wenn aber, wie bei Quecksilberkanalstrahlen, die Absorption der Strahlen beträchtlich ist, dann nimmt die Zahl der Strahlen und ihre Lichtemission von dem Beginn des Bündels nach weiter entfernten Querschnitten zu ab. Dann ist es bei der gewählten Versuchsanordnung nicht mehr möglich, gleichzeitig auf die weglaufende und auf die zulaufende Intensität gleich scharf einzustellen, da nunmehr der Ort der Emission weglaufender Intensität von dem abbildenden Objektiv eine kleinere Entfernung längs des optischen Weges hat als der Anfang des zulaufenden Bündels. Als sich darum bereits in der ersten Aufnahme das wichtige Resultat ergab, daß bei den Quecksilberlinien die zulaufende Intensität beträchtlich größer ist als die weglaufende Intensität, stellte ich bei allen folgenden Aufnahmen absichtlich scharf auf die weglaufende Intensität ein und benachteiligte somit die zulaufende Intensität.

Das Resultat der nachstehenden Beobachtungen, daß bei Quecksilberkanalstrahlen in Wasserstoff die in der Richtung des Strahlenbündels emittierte Intensität beträchtlich größer ist als die in entgegengesetzter Richtung emittierte Intensität, ist zunächst natürlich nur gültig für das Verhältnis der Partialdrucke des Wasserstoffes und Quecksilberdampfes, welches während der Beobachtungen bestand. Dieses Verhältnis kann ich leider nicht genau angeben. Jedenfalls war der Partialdruck des Wasserstoffes beträchtlich größer als derjenige des Quecksilberdampfes, so daß die Quecksilberkanalstrahlen hauptsächlich durch Zusammenstöße mit Wasserstoffmolekülen gebremst wurden. Zur Charakte-

1) J. Stark, W. Hermann u. S. Kinoshita, Ann. d. Phys. **21**, 462, 1906.

ristik des Verhältnisses der Drucke mag folgende Angabe dienen: In der gut gereinigten Röhre zeigte das Kanalstrahlenbündel noch die rote Farbe der Wasserstoffkanalstrahlen, der sich mit sinkendem Gesamtdruck immer mehr Weiß von den Quecksilberkanalstrahlen beimischte; die negative Glimmschicht zeigte abweichend von dem rötlichen Weiß in reinem Wasserstoff eine ziemlich intensive grünliche Farbe infolge der Gegenwart des Quecksilberdampfes.

§ 3. Resultate.

Um von den nach der vorstehenden Versuchsanordnung erhaltenen Spektrogrammen eine Anschauung zu geben, sind auf der beigegebenen Tafel (III) mehrere Linien vergrößert reproduziert; sie sind alle so gestellt, daß vertikal in der Mitte die ruhende Linie, links daneben die zulaufende Intensität, rechts daneben die weglaufende Intensität liegt. Die Figuren I, II und III zeigen in 13facher Vergrößerung vollständig die Wasserstofflinie H_β in den zwei Spektren und zwar Fig. I bezw. II bei gleicher Einstellung für reinen Wasserstoff (Fig. I) bezw. für das Gemisch von Wasserstoff und Quecksilberdampf (Fig. II). Fig. III bei veränderter Einstellung (vergrößerter Objektabstand) für das Gemisch von Wasserstoff und Quecksilberdampf. Fig. IV (von dem gleichen Spektrogramm wie Fig. III abgenommen) zeigt in gleicher Vergrößerung die Hg-Linie 4359 vollständig; diese negativ reproduzierten Spektrogramme[1]) wurden alle mit dem Prismenapparat gewonnen. Fig. V zeigt in 28facher Vergrößerung einen Streifen von der Linie 4359 aus einem Gitterspektrogramm, ebenso Fig. VI von der Linie 3660.

Was die Wasserstofflinien H_α, H_β, H_γ betrifft, so zeigte bereits der rohe Vergleich ihrer zu- und weglaufenden Intensität mit bloßem Auge, daß die Differenzen zwischen den zwei Intensitäten jedenfalls nicht groß sind. Dies bestätigte auch die Messung der Schwärzungen auf den Photogrammen mit Hilfe des Hartmannschen Mikrophotometers. In Fig. 4a und 4b sind graphisch die Messungen der Schwärzungen der Linie H_β (Tafel, Fig. I) für reinen Wasserstoff, in Fig. 5a und Fig. 5b die Messungen der Schwärzungen für die Linie H_β (Tafel, Fig. II) dargestellt; als Ordinate ist die Schwärzung eingetragen, als Abszisse für die bewegte Intensität die Geschwindigkeit $v = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} 3 \cdot 10^{10}$ cm sec^{-1}.

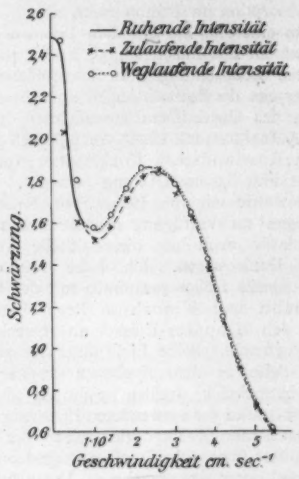


Fig. 4a.

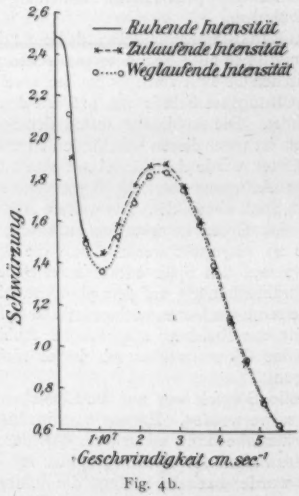


Fig. 4b.

Wie diese zwei Beispiele ersehen lassen und wie die Photometrierung von drei weiteren Spektrogrammen ergab, ist die zulaufende Intensität der Wasserstoffkanalstrahlen jedenfalls nur wenig verschieden von der

1) Ein Vergleich der Photogramme I und II und Figuren 4 und 5 läßt auch erkennen, daß die Beimischung von Quecksilberdampf zu Wasserstoff die bewegte Intensität der Wasserstofflinien relativ zu ihrer ruhenden Intensität vermindert und die Breite des Intensitätsminimums verringert (vergl. W. Hermann, diese Zeitschr. **7**, 567, 1906; W. Hermann u. S. Kinoshita, diese Zeitschr. **7**, 564, 1906; B. Straßer, diese Zeitschr. **10**, 404, 1909). In Fig. IV ist der Doppler-Effekt infolge der geringen Dispersion mit der ruhenden Linie verschmolzen und erscheint als Unschärfe der ultravioletten Seite (zulaufende Intensität) dieser Linie. Das gleiche ist der Fall bei den schlecht gelungenen Positivreproduktionen V und VI.

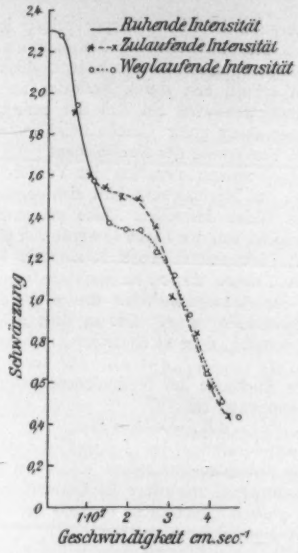


Fig. 5a.

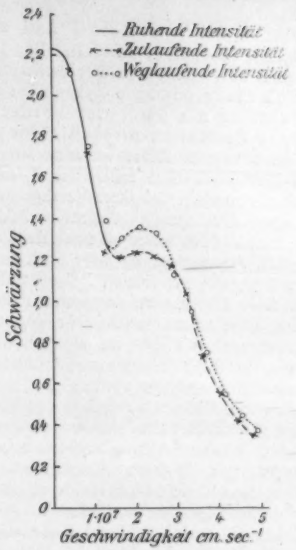


Fig. 5b.

weglaufenden Intensität, mögen sie in reinem Wasserstoff verlaufen oder mag diesem etwas Quecksilberdampf beigemischt sein.

Ein abweichendes Resultat liefert die gleichzeitige Beobachtung der weglaufenden und der zulaufenden Intensität bei den Quecksilberlinien. Trotzdem dieses Resultat so merkwürdig ist, möchte ich es aus folgenden Gründen qualitativ für gesichert halten. Es ergab sich die zulaufende Intensität größer, obwohl die weglaufende Intensität durch die Optik der Methode bevorzugt war. Diese Differenz der zwei Intensitäten bei den Quecksilberlinien zeigte sich auf denselben Spektrogrammen, auf welchen für H_β die zwei Intensitäten in beiden Kanalstrahlenbündeln nahezu gleich groß waren. Ferner wurde dasselbe Resultat mit dem Prismenapparat bei verschiedenen Einstellungen und mit dem Gitter erhalten. Weiter wurde der Doppler-Effekt von dieser Dissymmetrie nur bei den *Hg*-Linien λ 4359, λ 4047, λ 3650 erhalten, bei welcher auch bei den früheren Beobachtungen der Doppler-Effekt in beträchtlicher Intensität erhalten worden war; die Linie λ 4078, deren ruhende Intensität fast ebenso groß ist wie diejenige von λ 4047, zeigte in Übereinstimmung mit den früheren Resultaten in den vorliegenden lichtschwächeren Spektrogrammen keine Andeutung eines Effektes; die Linien λ 4359, λ 4047 und λ 3650 zeigen hinsichtlich der Intensität und des Maximalwertes des Doppler-Effektes Übereinstimmung.

Aus der nachstehenden Tabelle ergibt sich demnach das Resultat, daß die Quecksilberkanalstrahlen, wenn sie in einem Gemisch

Linie	Zulaufende Intensität	Weglaufende Intensität	Maximale Geschwindigkeit	Spektrograph und Einstellung
4358,6	Ziemlich groß	Nicht merkbar	$6{,}6 \cdot 10^6$ cm sec^{-1}	Prismenapparat, Einstellung auf den Anfang des zulaufenden Bündels.
4358,6	Beträchtlich	Eben merkbar	6,0	Prismenapparat, Einstellung auf den Anfang des weglaufenden Bündels.
4046,8	Beträchtlich	Eben merkbar	6,5	Prismenapparat, Einstellung wie zuvor bei größerem Objektabstand.
4358,6	Ziemlich beträchtlich	Eben merkbar	7,2*	Gitter, Einstellung auf den Anfang des weglaufenden Bündels.
4046,8	Merkbar	Nicht merkbar	7,2*	Gitter, wie zuvor.
3650,3	Merkbar	Nicht merkbar	7,5*	Gitter, wie zuvor.

* Bei den Aufnahmen mit dem Gitter war der Kathodenfall größer als bei den Aufnahmen mit dem Prismenapparat.

von relativ viel Wasserstoff und wenig Quecksilberdampf verlaufen, in sichtbaren und ultravioletten Serienlinien beträchtlich mehr bewegte Intensität nach der Rückseite als nach der Vorderseite der Ebene normal zu ihrer Richtung zur Emission bringen. Dieses Resultat ist analog dem an Röntgenstrahlen erhaltenen Resultat[1]), daß Kathodenstrahlen bei ihrer Verzögerung an den Atomen der Antikathode mehr Röntgenstrahlen nach der Rückseite als nach der Vorderseite der Ebene normal zu ihrer Richtung zur Emission bringen. In diesem Falle handelt es sich um freie Elektronen, in jenem Falle um gebundene Elektronen, welche für sich allein bezw. zusammen mit der an sie gebundenen Atommasse in ihrer Bewegungsrichtung durch Zusammenstöße verzögert werden.

Ob die obige Differenz zwischen den Wasserstoff- und Quecksilberkanalstrahlen daraus sich erklärt, daß Wasserstoffkanalstrahlen beim Zusammenstoß mit Wasserstoffmolekülen oder Quecksilberatomen nicht bloß verzögert, sondern bei der darauffolgenden Reflexion in der Bewegungsrichtung auch beschleunigt werden, während Quecksilberkanalstrahlen in Wasserstoff überwiegend in ihrer Bewegungsrichtung nur verzögert werden, ferner wie sich das Verhältnis von zulaufender zu weglaufender Intensität bei Quecksilberkanalstrahlen mit dem Verhältnis der Partialdrucke des Quecksilberdampfes und des Wasserstoffes ändert, auf diese Fragen müssen weitere experimentelle Untersuchungen Antwort geben.

§ 4. Über dissymmetrische Emission negativer Elektronen im lichtelektrischen Effekt.

An früherer Stelle[2]) habe ich dargelegt, daß aus der Größe der Energie der von Röntgenstrahlen zur Emission gebrachten sekundären Kathodenstrahlen auf eine quantenhafte Struktur der Röntgenstrahlenergie zu schließen ist. Dieselbe Überlegung ist für ultraviolette Lichtstrahlen deswegen richtig, weil die Menge der vom ultravioletten Licht zur Emission gebrachten Elektronen proportional seiner Intensität selbst für sehr kleine Werte derselben ist und weil die maximale Energie der emittierten Elektronen unabhängig von der Intensität lediglich durch die Frequenz der Lichtstrahlen bedingt wird.

Die Umkehrung des Phänomens der dissymmetrischen Lichtemission durch beschleunigte Elektronen ist das Phänomen der dissymmetrischen Elektronenemission durch ein Lichtstrahlenbündel. Es ist nämlich zu erwarten, daß ein paralleles Bündel ultravioletter Lichtstrahlen bei der Absorption in einem Körper primär lediglich nach der Rückseite der Normalebene zur Strahlenrichtung sekundäre Kathodenstrahlen zur Emission bringt; erst durch Reflexion an den Körpermolekülen wird ein Teil der emittierten Kathodenstrahlen unter Geschwindigkeitsverlust nach der Vorderseite der Normalebene gelangen. Diese Dissymmetrie zwischen der Vorder- und Rückseite der Normalebene läßt sich formal in folgender Weise darstellen. Eine planparallele Körperschicht von der Dicke l_0 werde von einem parallelen Lichtstrahlenbündel in normaler Richtung durchlaufen; dessen anfängliche Intensität sei J_0, der Absorptionsindex des Körpers für die Lichtstrahlen sei $\varkappa$. Die in dem Schichtelement von der Dicke dl absorbierte Lichtmenge ist dann $dJ = -\varkappa J_0 e^{-\varkappa l} dl$. Die von dieser nach der Rückseite der Normalebene emittierte Elektronenmenge sei

$$dE_r = -k_r dJ;$$

der Absorptionsindex des Körpers für die so erzeugten Kathodenstrahlen sei α. Es ist dann die Gesamtmenge negativer Elektronen, welche aus der ganzen Schichtdicke l_0 nach der Rückseite der Normalebene gelangt

$$E_r = \frac{k_r \varkappa J_0 e^{-\alpha l_0}}{\alpha - \varkappa} [e^{(\alpha-\varkappa) l_0} - 1].$$

Analog ergibt sich für die nach der Vorderseite der Normalebene gelangende Elektronenmenge der Wert

$$E_v = \frac{k_v \varkappa J_0}{\alpha + \varkappa} [1 - e^{-(\alpha+\varkappa) l_0}].$$

Ist α groß gegen $\varkappa$, wie es zumeist der Fall ist, und ist außerdem $e^{(\alpha-\varkappa) l_0}$ groß gegen 1, so ergeben sich die Ausdrücke

$$E_r = \frac{k_r \varkappa}{\alpha} J_{l_0},$$

$$E_v = \frac{k_v \varkappa}{\alpha} J_0,$$

$$\frac{E_r}{E_v} = \frac{k_r}{k_v} \frac{J_{l_0}}{J_0} = \frac{k_r}{k_v} e^{-\varkappa l_0}.$$

Nun haben H. Rubens und E. Ladenburg[1]) über den lichtelektrischen Effekt auf der Vorderseite und der Rückseite normal durchstrahlter dünner Goldfolien folgende Resultate erhalten. Für das Verhältnis $\frac{E_r}{E_v}$ fanden sie bei einer 90 $\mu\mu$ dicken Goldfolie den Wert $^1/_{100}$, für das Verhältnis $\frac{J_{l_0}}{J_0}$ den Wert $^1/_{1000}$. Demgemäß haben wir für das Verhältnis $\frac{k_r}{k_v}$ den Wert 10 zu folgern. Die Beobachtungen von H. Rubens und E. Ladenburg können also dahin interpretiert werden, daß ein ultra-

1) J. Stark, diese Zeitschr. **10**, 902, 1909; **11**, 107, 1910.
2) J. Stark, diese Zeitschr. **10**, 579, 1909.

1) H. Rubens u. E. Ladenburg, Verh. d. D. Physik. Ges. **9**, 749, 1907.

violettes Lichtstrahlenbündel mehr sekundäre Kathodenstrahlen nach der Rückseite als nach der Vorderseite seiner Normalebene zur Emission bringt. Außer einer Erweiterung derartiger Beobachtungen wäre eine Untersuchung darüber wünschenswert, ob die maximale Geschwindigkeit der nach der Rückseite der Normalebene emittierten Kathodenstrahlen größer ist als diejenige der nach der Vorderseite gelangenden Strahlen.

Ein Teil der bei der vorstehenden Untersuchung benutzten Apparate wurde aus Mitteln beschafft, welche mir von dem Kuratorium der Jagorstiftung zur Verfügung gestellt wurden.

Aachen, Technische Hochschule, 10. Januar 1910. (Eingegangen 31. Januar 1910.)

Über die Leitfähigkeit elektrischer Isolatoren und ihre Änderung durch Licht, Feuchtigkeit, Temperatur usw.

Von Walter Dietrich.

Auf Vorschlag von Herrn Geheimrat Riecke untersuchte ich im physikalischen Laboratorium der Göttinger Universität eine Reihe elektrischer Isolatoren in bezug auf die Veränderung ihrer Isolationsfähigkeit, wie sie unter verschiedenen Einflüssen stattfindet. Die genaueren Untersuchungen darüber sind in meiner Inaugural-Dissertation[1]) niedergelegt, die das gleiche Thema hat, wie vorliegende Mitteilung. Hier seien nur die wesentlichen Resultate davon wiedergegeben.

Es wurden untersucht: Hartgummi, Kautschuk, Siegellack, Paraffin, Wachs, Harz, Schellack, Vulkanfiber, Vulkanasbest, Isostabil, Bernstein, Ambroid, Glas, Porzellan und Holz. Die Isolatoren wurden in Form von kurzen runden Stangen zwischen zwei gleiche Elektroskope gespannt, von denen bei einem Teil der Beobachtungen das eine positiv, das andere negativ geladen, bei einem andern nur das eine positiv geladen und das zweite auf Potential null gehalten wurde; der Widerstand wurde dann durch Beobachtung des Ladungsverlustes der Elektroskope gemessen. Die Formeln für seine Berechnung waren unter Berücksichtigung der Zerstreuungen z_1 und z_2 der beiden Elektroskope

im ersten Falle:

$$W = \frac{9 \times 10^{11}}{c_1} \cdot \frac{2\,t'}{\lg V_A - \lg (V_E + z_1 + z_2)},$$

im zweiten Falle:

$$W = \frac{9 \times 10^{11}}{c_1} \cdot \frac{t}{\lg (V_1 - u) - \lg (V_1' + z_1)}$$

wo W der Widerstand in Ohm, t die Zeit, c_1 die Kapazität des einen Elektroskops unter den gegebenen Bedingungen, V_A resp. V_E die Gesamtanfangs- resp. Endspannung zwischen den Elektroskopen und V_1 und V_1' die Anfangs- und Endspannung eines Elektroskops bedeutet; u war noch eine kleine Korrektionsgröße.

Bei dem Einfluß, den das Licht auf Hartgummi und seine Isolationsfähigkeit hat, zeigten sich vor allem die ultravioletten Strahlen wirksam und die Anwesenheit des Sauerstoffs dabei als sehr wesentlich. Bei der stattfindenden Zersetzung bildet sich auf der Oberfläche des Hartgummis neben etwas Schwefelsäure offenbar noch eine Substanz organischer Natur. Bei verschiedenen Fabrikaten zeigen sich bedeutende Unterschiede in der Lichtempfindlichkeit. Auch Kautschuk wird vom Licht äußerlich angegriffen, aber viel weniger als Hartgummi. Ebenso erhalten Siegellack und Paraffin unter der Wirkung des Lichts Oberflächenleitfähigkeit. Durch Feuchtigkeit wird Siegellack, Paraffin, Wachs, Harz und Schellack angegriffen und oberflächlich leitend gemacht. Wachs zeigte schon nach bloßem Liegen an der Luft eine Schwächung seiner Isolationsfähigkeit, Vulkanfiber, Vulkanasbest und Isostabil erwiesen sich als relativ schlechte Isolatoren, da sie stark Feuchtigkeit ziehen. Bei Porzellan wurde eine schwache Leitfähigkeit konstatiert, die ein etwas unsicheres Verhalten zeigte. Die Versuche mit verschiedenen Sorten von Holz ließen für die Größe seines Widerstandes zwei Faktoren als wesentlich erscheinen, nämlich erstens die Art der Holzsorte an und für sich und zweitens die Schnelligkeit, mit der das betreffende Holz Feuchtigkeit aufnimmt. Dementsprechend ordneten sich die untersuchten Holzsorten unter Vorantritt derjenigen, welche sich als jedesmal die beste in bezug auf Isolationsfähigkeit erwies, in folgende beiden Reihenfolgen: 1. Fichte, Nußbaum, Kiefer, Buche, Eiche und 2. Eiche Nußbaum, Fichte, Kiefer, Buche. Die erste Reihe ergab sich aus Untersuchungen der Stangen im trockenen Zustande, die zweite, nachdem die Stangen gleichlange Zeit in feuchter Luft (40 Proz.) gelegen hatten. Bei Glas fiel das wechselvolle Verhalten seines Widerstandes sehr auf. Stangen derselben Glassorte, ja auch Teile desselben Glasstabes ergaben nicht nur von vornherein sehr verschiedene Widerstände, sondern wichen auch in ihrem weiteren Verhalten gegenüber längerer Einwirkung des elektrischen Stromes auffallend voneinander ab; denn ihr Widerstand blieb bald konstant, bald stieg er an und bald nahm er ab. Das spricht gegen die Annahme von

1) Göttingen 1909.

Warburg[1]), daß das Glas elektrolytisch leitet, denn in diesem Falle hätte der Widerstand einer Glasstange in aufeinander folgenden Messungen bei Verwendung von Quecksilberelektroden, wie sie hier stattfand, nur zunehmen müssen. Foussereau[2]) erklärt die auch schon früher beobachteten Veränderungen des elektrischen Widerstandes im Glase durch Unterschiede in Härte und innerer Spannung. Doch scheint bei diesen Versuchen, wo dicht nebeneinander gelegene Teile desselben Glasstabes untersucht wurden, diese Erklärung nicht stichhaltig zu sein; denn die Gleichheit der Herstellungsbedingungen läßt keinen inneren Grund zur Entstehung von Härte- und Spannungsunterschieden erkennen. Wahrscheinlich sind wechselnde Kristallisationen im Innern des Glases die Ursache der Veränderungen seines Widerstandes.

Ich will nun auf das Verhalten der Isolatoren gegenüber Temperaturänderungen eingehen, das sich etwas einheitlicher zusammenfassen läßt, als die bisher beschriebenen Versuche über die Wirkung von Licht und Feuchtigkeit auf die Oberflächenleitung. Durch eine einfache elektrische Heizvorrichtung, die zwischen den Elektroskopen angebracht wurde und die freischwebend die eingespannten Isolatorstangen umgab, konnten letztere auf verschiedene Temperaturen gebracht werden. Bei allen mit diesem Apparat untersuchten Isolatoren, nämlich Hartgummi in verschiedenen Sorten, Kautschuk, Schellack, Harz, Siegellack, Wachs, Paraffin, Bernstein, Ambroid, Glas und trocknes Buchenholz zeigte sich bei allmählicher Steigerung der Temperatur ein regelmäßiges Sinken des elektrischen Widerstandes, das bei den einzelnen Substanzen bei verschiedener Temperatur eintrat. Bei dieser Wirkung der Temperaturerhöhung handelt es sich nicht um die Leitfähigkeit der Oberfläche, denn diese wird mit steigender Temperatur schlechter; die Beobachtungen sind vielmehr auf die innere Leitfähigkeit der Substanzen zu beziehen. Die Leitfähigkeit wuchs bei allen Isolatoren nach einem Exponentialgesetz. Und zwar wurde im allgemeinen durch meine Versuche das von Koenigsberger[3]) aufgestellte Widerstandsgesetz

$$W = W_0 \cdot e^{-q \frac{t}{T.273}}$$

auch für die hier untersuchten Isolatoren bestätigt. Die Formel bildet, wie man unmittelbar erhält, einen speziellen Fall der allgemeinen von Koenigsberger aufgestellten Gesetze. Zur Erläuterung gebe ich einige meiner Tabellen hier wieder, in denen die bei verschiedenen Temperaturen beobachteten Widerstände, reduziert auf ein cm³, angegeben sind unter Danebenstellung der nach obigem Gesetz berechneten Werte, aus denen man sich von der Richtigkeit des Gesagten überzeugen kann.

Hartgummi H.

t	Sp. W beobachtet	Sp. W berechnet	log (Sp. $L \cdot 10^{16}$) beobachtet	log (Sp. $L \cdot 10^{16}$) berechnet
22	$>0{,}5 \cdot 10^{16}$	$721{,}3 \cdot 10^{16}$	>0,30	0,1419—3
92	$42{,}7\,(?) \cdot 10^{13}$		1,37 (?)	
93	$244\,(?) \cdot 10^{13}$	$275{,}5 \cdot 10^{13}$	0,613 (?)	0,5599
121	26,9 „	26,92 „	1,57	1,5699
152,5	2,84 „	2,832 „	2,55	2,548
177,5	0,290 „	0,5958 „	3,54	3,225
207	0,0219 „	0,1109 „	4,66	3,995
—	$q = 11970$		$W_0 = 1{,}902 \cdot 10^{20}$	

Porzellan.

20	$12{,}9 \cdot 10^{13}$	$181{,}0 \cdot 10^{13}$	1,888	0,742
51	28,1 „	31,64 „	1,552	1,4998
63	15,8 „	17,59 „	1,803	1,7547
75	10,2 „	10,17 „	1,993	1,9927
97,5	4,00 „	4,002 „	2,398	2,3977
124	1,08 „	1,535 „	2,965	2,8147
160,5	0,172 „	0,4935 „	3,766	3,3067
189	0,0385 „	0,2303 „	4,415	3,6377
	$q = 5338$		$W_0 = 687{,}5 \cdot 10^{13}$	

Hartgummi A.

20	$>0{,}5 \cdot 10^{16}$	$7{,}54 \cdot 10^{16}$	<0,301	0,1226—1
52,5	$3590 \cdot 10^{11}$	$5351 \cdot 10^{11}$	1,45	1,2716
93	42,5 „	38,32 „	3,37	3,4166
94	34,4 „	34,47 „	3,46	3,4626
95,5	23,5 „	29,27 „	3,63	3,5336
122	2,08 „	2,077 „	4,68	4,6826
123	1,75 „	1,898 „	4,76	4,7217
	$q = 14520$		$W_0 = 2{,}847 \cdot 10^{18}$	

Bienenwachs, weiß.

22	$48{,}2\,(?) \cdot 10^{13}$	$1013 \cdot 10^{13}$	1,317 (?)	0,9944—1
49	10,3 „	10,29 „	1,988	1,9876
61,5	2,37 „	2,278 „	2,625	2,6424
62,5	2,03 „	2,030 „	2,693	2,6925
79	0,227 „	0,330 „	3,645	3,4815
	$q = 12990$		$W_0 = 14{,}34 \cdot 10^{16}$	

Buchenholz.

20	$50{,}0 \cdot 10^{11}$	$105{,}6 \cdot 10^{11}$	3,301	2,976
47	16,3 „	16,67 „	3,788	3,778
49	14,7 „	14,72 „	3,833	3,832
65	5,73 „	5,727 „	4,241	4,241
84	2,67 „	2,089 „	4,573	4,680
106,5	0,661 „	0,7209 „	5,180	5,142
	$q = 6412$		$W_0 = 524{,}7 \cdot 10^{11}$	

Die praktische Bedeutung der gefundenen Tatsache ist, daß man dadurch instand gesetzt wird, falls genügend gute Werte von q und W_0 für die verschiedenen Isolatoren gefunden sind, für irgendeine Temperatur im voraus den innern

1) Warburg, Wied. Ann. **21**, 622, 1884.

2) Foussereau, Annales de Chimie et de Physique **6**, 5, 1885.

3) Joh. Koenigsberger, diese Zeitschr. **8**, 833, 1907; Joh. Koenigsberger, Zeitschr. f. Elektrochemie **15**, 7, 1909; Joh. Koenigsberger u. O. Reichenheim, diese Zeitschr. **7**, 570, 1906; Joh. Koenigsberger u. K. Schilling, diese Zeitschr. **9**, 351, 1908.

elektrischen Widerstand eines Isolators zu berechnen. Aus meinen Untersuchungen ergaben sich folgende Werte von q und W_0.

Isolator	W_0	q
Hartgummi H	$1{,}90 \cdot 10^{21}$	11970
Hartgummi F	$44{,}8 \cdot 10^{21}$	16960
Hartgummi A	$2{,}85 \cdot 10^{18}$	14520
Hartgummi L	$429 \cdot 10^{20}$	19330
Hartgummi E	$10{,}0 \cdot 10^{20}$	17160
Kautschuk	$1{,}16 \cdot 10^{16}$	7588
Ambroid (klar)	$99{,}7 \cdot 10^{28}$	25140
Bernstein	$7{,}22 \cdot 10^{16}$(?)	5258 (?)
Bienenwachs, gelb	$11{,}1 \cdot 10^{16}$	13420
Bienenwachs, weiß	$14{,}3 \cdot 10^{16}$	12990
Siegellack, dunkelrot	$652 \cdot 10^{16}$(?)	13790 (?)
Siegellack, hellrot	$1360 \cdot 10^{16}$(?)	16820 (?)
Schellack	$13{,}9 \cdot 10^{18}$	16710
Schellack	$0{,}488 \cdot 10^{16}$	13230
Glas O	$21{,}9 \cdot 10^{13}$	7386
Glas R	$0{,}633 \cdot 10^{13}$	4185
Porzellan	$688 \cdot 10^{13}$	5338
Buchenholz (Faser längs)	$5{,}25 \cdot 10^{13}$	6412

Diese Widerstandsbestimmung wird allerdings immer nur eine rohe bleiben; denn erstens weisen die Werte von q und W_0 bei ein und derselben Substanz oft ziemliche Schwankungen auf und sie ändern sich auch manchmal, nachdem der Isolator starken Temperaturänderungen ausgesetzt gewesen war; zweitens stimmt das Temperaturgesetz nicht genau. Man erkennt das am besten, wenn man die in den Tabellen gegebenen Logarithmen der Leitfähigkeiten sich graphisch aufträgt, wie ich es in meiner Dissertation getan habe. Am auffallendsten ist die Abweichung vom Gesetz bei Glas, Porzellan und der einen Hartgummisorte, die ich mit H bezeichnet habe, indem die beobachtete Leitfähigkeitskurve meist flacher oder gar mit entgegengesetzter Krümmung verläuft als die berechnete. Auf Beobachtungsfehler sind diese Abweichungen nicht zurückzuführen, da sie erstens zu groß sind und zweitens auch in den Messungen anderer Beobachter sich wiederholen. Foussereau[1]) kommt daher auf Grund seiner Untersuchungen dazu, für Glas, Porzellan und noch andere Substanzen die Formel aufzustellen

$$\log L = C - \alpha t + \beta t^2$$

wo C, α und β Konstanten sind, t die Temperatur und L die Leitfähigkeit bedeutet. Auch Rasch und Hinrichsen[2]) erkennen die Abweichungen von dem Exponentialgesetz bei den von ihnen angeführten Messungen an, glauben aber, sie auf Beobachtungsfehler zurückführen zu können, eine Annahme, die, wie schon gesagt, erstens die Stärke der Abweichungen und zweitens die Häufigkeit, mit der diese letzteren von den verschiedensten Seiten beobachtet wurden, gegen sich hat. Hält man an dem Temperaturgesetz Koenigsbergers fest, so muß man eine Veränderlichkeit der Größe q, d. h. der Dissoziationswärme mit der Temperatur annehmen.

1) Foussereau, Compt. Rend. **95**, 216, 1882.
2) Rasch u. Hinrichsen, Zeitschr. f. Elektrochemie **14**, 41, 1908.

(Eingegangen 27. Januar 1910.)

Über die Radioaktivität des Taues.
(Sulla radioattività della rugiada.)

Von C. Negro.

Die Untersuchungen, um die es sich in der vorliegenden Mitteilung handelt, stehen im Zusammenhange mit denen, die seitens zahlreicher Forscher über die atmosphärischen Niederschläge angestellt worden sind[1]); sie weichen aber zugleich von diesen ab, und zwar einmal wegen des besonderen Verfahrens, das ich zum Sammeln des zu untersuchenden Materials befolgen mußte, sodann durch dieses Material an sich. Ich setzte abends gegen 8 Uhr sechs Glasplatten aus; vier von diesen hatten das Maß 6×9 cm, eine $3 \times 4^1/_2$ cm und eine 9×12 cm. Sie stammten sämtlich von gewöhnlichen photographischen Negativen, von denen die Schicht sorgfältig entfernt worden war. Von drei 6×9 cm großen Platten war die eine auf der einen Fläche mit einer weißen Lackschicht überzogen, eine zweite mit einer roten und die dritte mit einer schwarzen Schicht. Diese Färbung war zum Zwecke einer Untersuchung unternommen worden, von der hier nicht die Rede sein soll. Ich legte sämtliche Platten unmittelbar auf den Erdboden, und zwar wählte ich, um etwaige Einflüsse fernzuhalten, die von einer verschiedenartigen Zusammensetzung des Bodens herrühren könnten, einen Pfad von Humus, der zwischen den Beeten eines Gartens im Innern eines großen Hofraumes hinläuft. Nicht weit davon entfernt befanden sich hochstämmige Bäume, aber die Platten wurden von ihrem Laub keineswegs bedeckt. Am folgenden Morgen gegen 7 Uhr nahm ich sämtliche Platten fort, wog sie zunächst genau und legte sie dann alle in den Zerstreuungszylinder des Untersuchungsapparates. Ich benutzte den Apparat von Elster und Geitel. Die Platte von $3 \times 4^1/_2$ cm führte ich nicht mit in den Apparat ein, weil ihre Abmessungen im Vergleich zu denen der übrigen so gering waren. Die Ausführung der Wägung erforderte stets etwa zehn Minuten.

Es ist gut, zu bemerken, und soll den Gegenstand einer besonderen Untersuchungsapparates bilden, daß der Wasserdampf in allen Fällen, wo ich

1) Siehe u. a. G. Costanzo u. C. Negro, diese Zeitschr. **7**, 350, 921, 1906.

die Radioaktivität des Taues untersucht habe, sich ausschließlich auf der am Boden liegenden Fläche fand. Die dem Himmel zugewandte Fläche zeigte niemals die geringste Spur von Flüssigkeit, selbst nicht bei passender Vergrößerung. Weiter zeigte sich das Glas, sowohl bei Betrachtung mit dem bloßen Auge, als auch unter der Lupe, bedeckt mit — je nach der Menge der Kondensation mehr oder minder großen — Tropfen, die voneinander durch ganz winzige Tröpfchen getrennt waren.

Bei einer Messungsreihe lud ich das Elektroskop positiv und erhielt für die Zerstreuung folgende Mittelwerte:

Zeit	A_+
7h 10′ a. m.	1,87
7h 15′ „ „	1,01
7h 30′ „ „	0,76
8h 00′ „ „	0,56
9h 00′ „ „	0,47
10h 00′ „ „	0,47
11h 00′ „ „	

Ich brauche nicht zu bemerken, daß ich vor Beginn der Ablesungen wartete, bis der Apparat elektrisch in Ruhe war.

Um nicht zu viele Dezimalstellen zu erhalten, benutzte ich nicht die Formel

$$a = \frac{1}{t}(\log V_0 - \log V_t) \cdot 100,$$

sondern ersetzte in dieser Formel lieber den Wert 100 durch 1000; ich benutzte also die Formel:

$$A = \frac{1}{t}(\log V_0 - \log V_t) \cdot 1000.$$

Aus den mitgeteilten Mittelwerten ergab sich zunächst, daß auch für den Tau gilt, was früher für den Regen und für den Schnee festgestellt worden war, daß nämlich die Aktivität fast gänzlich nach einer Zeit verschwindet, die nicht viel mehr als eine halbe Stunde beträgt. Während man nämlich bei Beginn den Wert $A = 1{,}87$ hat, erhält man in der zweiten halben Stunde $A = 0{,}76$ und erreicht nach einer weiteren halben Stunde den Wert für die vom Apparate herrührende Zerstreuung.

Eben weil der Niederschlag das Ionisierungsvermögen sehr schnell einbüßt, verfiel ich darauf, die Platten unmittelbar nach der Entnahme vom Boden in den Untersuchungsapparat einzusetzen. Die so erhaltenen Werte sind in der nachstehenden Tabelle verzeichnet.

Es folgt also nach einer geringen Einsenkung eine regelmäßige und gleichförmige Zerstreuung. Diese Werte geben Anlaß zu einigen Betrachtungen. In erster Linie ist bemerkenswert, daß der höchste Wert nicht unmittelbar nach dem Einbringen der Platten in den Apparat beobachtet wird, sondern einige Minuten später. Dies bedeutet, daß die Ionisierungsursache ihre größte Intensität nicht unmittelbar nach Fortnahme der Platten vom Boden zeigt, sondern erst einige Zeit danach. Dies war bei der ersten Messungsreihe unmöglich zu beobachten; bei dieser jetzigen Messung hingegen war es möglich. Bei den Messungen der ersten Reihe verstrichen aber immer etwa zehn Minuten durch die Wägungen; dagegen verflossen bei den letzteren Messungen zwischen der Fortnahme der Platten vom Boden und der Exposition im Apparate, der bereits für die Ablesungen bereit war, höchstens 2 Minuten. Weiterhin nimmt der Wert von A beträchtlich ab, aber die natürliche Zerstreuung des Apparates wird nach einer Zeit erreicht, die länger ist als die, welche dazu erforderlich ist, wenn die Platten einige Minuten lang an der umgebenden Luft geblieben sind. Man könnte fast sagen, daß die ionisierende Aktivität, die sich zuerst zeigt, die Fähigkeit hat, die eingeschlossene Luft anhaltender zu ionisieren.

Zeit	A_+
7h 10′ a. m.	1,20
7h 15′ „ „	1,80
7h 30′ „ „	1,16
8h 00′ „ „	1,10
8h 30′ „ „	0,93
10h 30′ „ „	0,80
11h 30′ „ „	0,81
1h 30′ p. m.	0,63
3h 30′ „ „	

Diese Erscheinung, die am Regen und am Schnee niemals beobachtet worden ist, führt dazu, ihre Ursache irgendwelcher unmittelbaren Wirkung des Bodens zuzuschreiben. Hierzu sieht man sich erst recht veranlaßt, wenn man bedenkt, daß der Tau immer nur an der Unterseite der Platte in reichlicher Menge gefunden wurde.

Der Tag, an welchem ich verhältnismäßig hohe Werte erhielt, war der 11. Oktober. Da erhielt ich nämlich:

Zeit	A_+
7h 20′ a. m.	3,60
7h 25′ „ „	2,80
7h 40′ „ „	0,92
8h 20′ „ „	0,82
9h 40′ „ „	0,42
10h 40′ „ „	0,44
11h 40′ „ „	

Darauf folgt eine kleine Schwankung um den Wert 0,40 herum, die vielleicht auf Ablesungsfehlern beruht.

Der allgemeine Verlauf der Kurve, welche diese Messungsergebnisse darstellt, unterscheidet sich nicht von dem der Kurve, die man mit den Werten der ersten Tabelle erhalten würde.

Nur zu Anfang zeigt sie eine größere Neigung gegen die Abszissenachse, doch strebt sie in der gleichen Zeit der Parallelität zu. Dieser eigenartige Verlauf war von keinerlei Sonderheiten der meteorologischen Faktoren begleitet, und wenn ich einen Umstand finden sollte, der nur dieses Mal auftrat, so wüßte ich nur den folgenden zu nennen: Während ich bei allen übrigen Messungen beim Auseinandernehmen des Apparates fand, daß ein gut Teil des Morgentaues auf den Platten zurückblieb, fand ich am elften Oktober die Platten vollkommen trocken und das Wasser, das sich am Morgen auf ihnen niedergeschlagen hatte, verdampft.

Ich führte eine andere Messungsreihe aus, bei der ich das Elektroskop negativ geladen hatte. Ich erhielt dabei die folgenden Mittelwerte:

Zeit	A_-
7h 10′ a. m.	4,05
7h 15′ „ „	2,80
7h 30′ „ „	1,69
8h 00′ „ „	0,79
9h 00′ „ „	0,67
10h 00′ „ „	0,62
11h 00′ „ „	

Darauf folgt dann langsam und regelmäßig der Übergang zu einer regelmäßigen Zerstreuung. Man bemerkt einen hervortretenden Unterschied zwischen diesen Mittelwerten und den mit positiver Ladung erhaltenen. Während wir hier $A = 4{,}05$ haben, erreichen wir mit positiver Ladung zu Anfang kaum $A = 1{,}87$. Die übrigen Werte halten sich bei negativer Ladung durchweg höher als die entsprechenden Werte bei positiver Ladung, obschon der Gang der Kurven, wenigstens im ersten Teile, keinerlei Verschiedenheit zeigt. So verschiedene Werte lassen sich nicht durch Sonderheiten der meteorologischen Faktoren erklären, und erst recht nicht aus den Versuchsbedingungen. Die Platten wurden immer an derselben Stelle ausgesetzt; die Taumenge ist stets nahezu dieselbe gewesen (2 bis 3 g). Wir müssen zur Erklärung die größere Beweglichkeit der Ionen oder vielleicht auch das innerste Wesen der Ionisierungsursache heranziehen.

Wenn man $A_- : A_+ = Q$
und die Differenz
$A_- - A_+ = D$
bildet, so würde man erhalten:

Zeit	Q	D
7h 10′ a. m.	2,16	2,18
7h 15′ „ „	2,77	1,79
7h 30′ „ „	2,22	0,93
8h 00′ „ „	1,23	0,23
9h 00′ „ „	1,42	0,20
10h 00′ „ „	1,32	0,15
11h 00′ „ „		

Diese Werte zeigen nun, daß das Überwiegen der negativen Zerstreuung mit dem Verschwinden der Radioaktivität geringer wird, und daß die negative Zerstreuung zwar immer stärker bleibt, aber sich dem Werte der positiven Zerstreuung nähert.

Ausnahmsweise hohe Werte für die negative Zerstreuung erhielt ich am 21. Oktober. Die meteorologischen Verhältnisse zeigten nichts Besonderes: Am Abend des 20. Oktober war heiterer Himmel und leichter Westwind. Am 21. früh um 6 Uhr zeigte ein dem freien Himmel ausgesetztes Thermometer $t = 11{,}0$; der Himmel blieb übrigens vom vorhergehenden Abend an heiter, und der leichte Westwind hielt an.

Die Werte waren nun:

Zeit	A_-
7h 10′ a. m.	9,4
7h 15′ „ „	6,2
7h 30′ „ „	3,5
8h 00′ „ „	3,6
9h 00′ „ „	0,48
10h 00′ „ „	0,38
11h 00′ „ „	

Darauf folgt dann eine regelmäßige Zerstreuung, die immer um 0,40 schwankt. Auch für diese ausnahmsweise hohen Werte wüßte ich keine Wirkung meteorologischer Faktoren in Anspruch zu nehmen. Bei demselben Winde, bei gleicher Temperatur und gleicher Taumenge erhielt ich in anderen Fällen Werte, die wenig von den Mittelwerten abwichen.

Die Schlußfolgerungen, die man ziehen kann, soweit dies in Anbetracht der besonderen Verhältnisse angängig ist, welche die Taubildung bestimmen, sind identisch mit den Folgerungen, die wir für den atmosphärischen Niederschlag im allgemeinen gezogen haben. Die radioaktive Fähigkeit sinkt in wenig mehr als einer halben Stunde auf die Hälfte; später sucht sie dann, wenn auch etwas langsamer, ganz zu verschwinden.

Die negative Zerstreuung ist immer größer als die entsprechende positive; den größten Unterschied findet man zu Beginn der Exposition.

Es zeigt sich weiter, daß die meteorologischen Faktoren keinerlei Einfluß üben.

Bologna, im Januar 1910.

(Nach dem Manuskript aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 10. Januar 1910.)

Über Polarisationserscheinungen an flüssigen Kristallen der Cholesterinester.

Von F. Giesel.

Die bereits 1888 von Reinitzer beim Abkühlen von Cholesterinesterschmelzen beobachteten prächtigen Schillerfarben haben durch die eingehende Kenntnis der flüssigen Kristalle ein erneutes Interesse gewonnen. Eine Erklärung des Phänomens ist indessen noch nicht gegeben worden. Lehmann weist auf eine Ähnlichkeit mit Christiansens Monochromen hin, während Vorländer und neuerdings Schenck[1]) darauf aufmerksam machen, daß die Zirkularpolarisation eine Rolle spielen dürfte, weil nur dann flüssige Kristalle Farben zeigen, wenn sie die Polarisationsebene zu drehen vermögen.

Vorländer hat ferner gezeigt, daß das von Lehmann Pseudoisotropie genannte Verhalten der flüssigen Kristalle zwischen Deckgläsern (besonders beim gelinden Verschieben) auf einer Richtung der optischen Achsen der Kristalle senkrecht zur Glasfläche beruht, derart, daß die so orientierte Flüssigkeit sich ähnlich verhält wie eine $\perp$ z. A. geschliffene Kalzitplatte. Dreht die Substanz die Polarisationsebene, so ist Analogie mit einer $\perp$ z. A. Quarzplatte vorhanden. Man erhält mit den so gerichteten flüssigen Kristallen im konvergenten polarisierten Lichte die bekannten Ringsysteme.

Unbekannt ist bisher geblieben, daß das Licht der Schillerfarben der Cholesterinester, sowohl das durchgelassene, wie das reflektierte, bereits zirkular polarisiert ist, und zwar entgegengesetzt.

Obwohl meine folgenden Beobachtungen noch mangelhaft sind, könnte es doch für die Theorie der flüssigen Kristalle Wert haben, die Aufmerksamkeit darauf zu lenken.

Zur Untersuchung ist es angenehm, die Schmelzen mit Unterkühlung bei gewöhnlicher Temperatur längere Zeit in der gewünschten flüssigen Phase und Orientierung der optischen Achsen $\perp$ zur Glasfläche halten zu können. Lehmann hat deshalb drei verschiedene Ester gemischt. Ich habe dem Gemisch von Cholesterin-Azetat, Propionat und Benzoat noch geringe Mengen Kaprinat und Cinnamylat zugesetzt. So gelingt es außerdem, daß die drei Übergänge von Blau zu Grün und Rot im reflektierten Licht sehr langsam stattfinden und die Farben über die ganze Platte homogen sich oft Stunden bis Tage lang halten. Im durchgehenden Licht treten die Komplementärfarben der Reihe nach von Gelb, Rosarot, Blaugrün auf.

Daß das reflektierte und gerade durchgelassene farbige Licht zirkulär polarisiert ist, erkennt man mit Hilfe eines Nicols, der bei Drehung keinerlei Veränderung wahrnehmen läßt, wohl aber nach Einschaltung eines $^1/_4$-Undulations-Glimmerblattes, wodurch ja die Zirkularpolarisation in lineare übergeführt wird. Hält man einen Turmalin oder besser ein kleines Nicol mit $\perp$ z. A. geschliffener Kalzitplatte dicht vor das Auge (konvergentes Licht), so sieht man bei Vorschaltung der Cholesterinesterplatte sowohl im reflektierten, wie durchgehenden Licht das geöffnete Ringsystem monochromatisch[1]) in der betreffenden Farbe der Platte, und zwar ist die Lage der Verbindungslinie der dunklen Flecken bei korrespondierender Nicolstellung beim reflektierten Licht senkrecht zu der beim durchgelassenen. Schiebt man ein $^1/_4$-Undulationsglimmerblatt ein, so entsteht das gewöhnliche Achsenbild des Kalkspates mit Kreuz monochromatisch[1]).

Betrachtet man das von einer Platte reflektierte Licht, z. B. Grün, durch eine zweite gleiche Platte (im Durchgang also rosarot), so wird das Grün vollkommen absorbiert, während andersfarbiges Licht einer anderen Platte oder einer mehrfarbigen Platte hindurchgelassen wird. Einschaltung eines $^1/_4$-Undulationsglimmerblattes bringt die Farbe (das Grün) wieder zum Vorschein.

Es geht aus den Versuchen hervor, daß die Cholesterinesterplatten als Zirkularpolarisatoren für gewöhnliches Licht zu benutzen sein müssen. Demgemäß gibt eine $\perp$ z. A. Kalzitplatte zwischen zwei gleichen Cholesterinesterplatten im konvergenten durchgehenden gewöhnlichen Licht ein reines Ringsystem ohne Kreuz in der betreffenden Farbe. Das Zentrum des Ringsystems ist beim reflektierten Licht stets dunkel (farbig), beim durchgelassenen Lichte hell. Durch entsprechende Einschaltung von $^1/_4$-Undulationsglimmer kann das Ringsystem wie oben verändert werden. In Kombination mit einem $^1/_4$-Undulationsglimmerblatt hat man einen monochromatischen Linearpolarisator.

Eine Platte im Beginn des Auftretens der Farben, die, wie bereits erwähnt, Blau reflektiert und Gelb durchläßt, zeigt bei schiefem Durchgang des Lichtes kaum eine Veränderung der Farbe, sehr deutlich aber die späteren Übergänge in Rosarot und Blaugrün. Bei Neigung der Platte gegen den einfallenden Strahl werden alsdann die Farben bis zum Gelb rückwärts durchlaufen. Dieses Licht bei schiefem Einfall weist nach dem Durchgang, mit dem Nicol

1) Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **6**, 608, 1909.

1) Monochrom ist hier nicht im strengen Sinne der Bezeichnung aufzufassen.

geprüft, Veränderung der Intensität auf, was vielleicht auf Verwandlung in elliptische (bzw. lineare) Polarisation schließen läßt. Am intensivsten ist die Färbung, wenn die Schwingungsebene des Nicols parallel zur Neigungsebene der Platte ist; senkrecht dazu am schwächsten.

Beim Reflex wechseln mit dem Neigungswinkel gleichfalls die Farben, doch konnte die analoge Polarisationsänderung nicht mit Sicherheit nachgewiesen werden.

Bei allen Versuchen wurde selbstverständlich darauf Rücksicht genommen, etwaige fremde Polarisation, z. B. durch Glasplatten, auszuschalten. Die beschriebenen Erscheinungen lassen sich auch objektiv durch Projektion darstellen.

Es liegt nach dem Gegebenen nahe, einen Vergleich mit den Polarisationsfarben des Quarzes zu machen und sich dementsprechend die Struktur (idiophane Achsenbilder) der Cholesterinesterplatte vorzustellen; haben doch auch deren Durchgangsfarben größte Ähnlichkeit mit jenen. Eine Analogie mit Christiansens Monochromen scheint nicht zu bestehen, da ich analoge Polarisationsphänomene hier nicht erhalten konnte.

(Eingegangen 17. Februar 1910.)

Experimenteller Beitrag zur Kenntnis der Modalitäten des Bruches von Glasgegenständen.

(Contributo sperimentale alla conoscenza delle modalità di rottura degli oggetti di vetro.)

Von Lucio Gabelli.

II. Teil[1]).

Bruchsysteme, die durch lokalisierte Erwärmung gekrümmter Scheiben entstehen.

A. Zylindrische Scheiben.

Ich habe in einer früheren Veröffentlichung[2]) auf ein besonderes Bruchsystem hingewiesen, das man leicht an den Glaszylindern der Glühlichtlampen beobachten kann.

Diese typische Bruchform infolge lokalisierter Erwärmung ist in der Tat vielleicht die am häufigsten auftretende Form von Bruch infolge thermischer Einwirkung neben der noch allgemeineren und — da sie durch weniger streng lokalisierte Erwärmung oder Abkühlung hervorgerufen wird — viel weniger regelmäßigen Form, die an Glasgefäßen auftritt, in die man eine Flüssigkeit einfüllt, deren Temperatur von jener des Glases selbst sehr verschieden ist. Das ist nun auch gerade der Ausgangspunkt meiner Untersuchungen über den Bruch durch thermische Einflüsse gewesen. Ich hatte nämlich zunächst beobachtet, wie typisch, das heißt wie eigenartig und wie konstant, diese Bruchform ist; nachdem es mir dann gelungen war, diese Bruchform an zylindrischen Scheiben zu reproduzieren, bin ich dazu übergegangen, zu beobachten, wie sich die Erscheinung an ebenen und an sphärischen Scheiben ändert. Dieses Bruchsystem besteht in einem Stücke einer Geraden, die senkrecht zur Erzeugenden des Zylinders steht und sich an ihren beiden Enden durch Spaltung oder fächerartig dergestalt teilt, daß sie eine Figur nach Art zweier Büschel bildet, deren Scheitel untereinander durch die

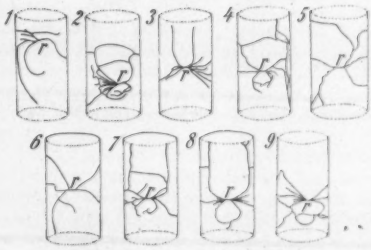


Fig. 13. Neun Beispiele für Bruch von Gaslampenzylindern infolge lokalisierter Erwärmung (bei *r*).

erwähnte, im allgemeinen kurze, geradlinige Strecke verbunden sind. Die Bruchlinien, aus denen sich die beiden Büschel zusammensetzen, sind oft sehr kurz, indessen können einige von ihnen, und zwar ausdrücklich die äußeren (jedes der beiden Bündel) sich sehr weit verlängern. In diesem Falle wechseln sie auch mehr als einmal, scheinbar ohne jegliche Regel, die Richtung (vgl. hierzu die Fig. 13[1])).

Wie ich bereits in der erwähnten früheren Arbeit zeigen konnte, gelingt es leicht, das eben beschriebene Bruchsystem dadurch zu reproduzieren, daß man eine röhrenförmige Glasscheibe (beispielsweise eine gewöhnliche Flasche mit zylindrischem Körper) in einem lokalisierten Punkte mittels einer Bunsenflamme erhitzt. Auch in diesem Falle erhält man die beiden durch eine zur Erzeugenden des Zylinders senkrechte geradlinige Strecke miteinander verbundenen Büschel (siehe Fig. 14 und 15).

1) I. Teil, diese Zeitschr. 11, 117, 1910.

2) Osservazioni ed esperienze sulla rottura dei corpi vitrei. Memorie della Pontificia Accademia Romana dei Nuovi Lincei 26, Rom 1908.

1) Die Numerierung der Figuren schließt sich jener des ersten Teiles fortlaufend an. (Anm. d. Übers.)

Man erhält somit dasselbe identische Bruchsystem sowohl durch Erwärmung von innen her (Beobachtungen an Glaszylindern für Glühlicht) als auch bei Erwärmung von außen her (Versuche an Flaschen mit zylindrischem Körper). Hierin besteht ein bemerkenswerter Unterschied gegen die Erscheinungen bei mechanischem Bruch durch Schlag oder Stoß. Bei letzterem ist, wie ich bereits durch entsprechende Versuche dargetan habe, die Bruchfigur an gekrümmten Scheiben verschieden, je nachdem,

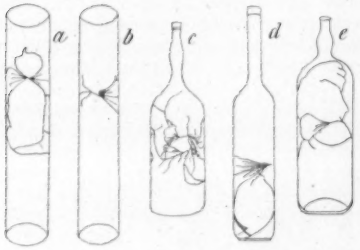


Fig. 14. Gaslampenzylinder und verschiedene Flaschen, die durch lokalisierte Erwärmung zerbrochen sind.

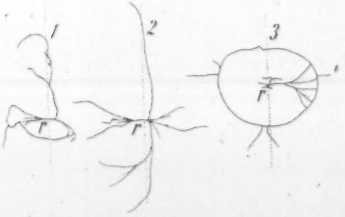


Fig. 15. Drei Beispiele für Bruch zylindrischer Flaschen infolge lokalisierter Erwärmung (bei *r*). Es ist nur das Bruchsystem angegeben. Die punktierten Linien deuten die Achse der Flasche an.

ob der Schlag von der konkaven oder von der konvexen Oberfläche aufgenommen wird. Im letzteren Falle erhält man ein Bruchsystem mit linearer Symmetrie, während im ersteren Falle die Symmetrie des Systems eine zirkulare ist.

Es ist nicht schwierig, sich eine Erklärung für das verschiedene Verhalten zylindrischer Scheiben gegen Erwärmung und gegen Schlag zu bilden. Wenn man nämlich bedenkt, daß beim Schlag die Ursache des Bruches in bezug auf die Glasscheibe eine äußere, und daß auch ihr Angriffspunkt ein äußerer ist, so kann man begreifen, wieso das Geschoß, wenn es die innere oder konkave Oberfläche trifft, Wirkungen hervorbringen kann, die von denen verschieden sind, die es hervorbringt, wenn es die äußere oder konvexe Oberfläche trifft. Die mathematisch-physikalische Analysis wird diesen Punkt auch aufklären können. Beim Bruch durch thermische Einflüsse ist dagegen die unmittelbare Ursache des Bruches nicht sowohl die Wärme als vielmehr die durch diese nicht nur an der Oberfläche, sondern auch im Innern hervorgerufene Ausdehnung der Scheibe. Da aber die Ursache eine innere ist und in Richtung parallel zur Oberfläche der Scheibe wirkt, und nicht normal zu dieser, wie im Gegensatz zu ihr das Geschoß, so ist es klar, daß die verschiedenen Modalitäten der konkaven oder konvexen Oberfläche der Glasscheibe keinerlei unmittelbaren Einfluß werden ausüben können. Ich sage, keinen unmittelbaren, weil man doch gewisse mittelbare und schwache Einflüsse erhalten kann. Die Erwärmung mittels einer und derselben Wärmequelle wird an einer konkaven Oberfläche konzentrierter oder beschränkter, an einer konvexen Oberfläche mehr verteilt sein.

Wenn wir das an zylindrischen Scheiben durch Erwärmung hervorgerufene Bruchsystem verfolgen, so lehren die Versuche weiter, daß der Faktor, der für die Erzeugung des Bruchsystems von Wichtigkeit ist, in diesem Falle eben der Umstand ist, daß die Scheibe gekrümmt ist, und zwar in besonderer Weise, nämlich zylindrisch, gekrümmt. Wenn man nämlich nicht nur mit röhrenförmigen Glasscheiben arbeitet, also mit solchen, die vollständige Zylinder bilden, sondern auch mit offenen rinnenförmigen Scheiben und mit willkürlich umrissenen Stücken von zerbrochenen röhrenförmigen Glasscheiben, so erhält man immer dasselbe Bruchsystem. Die vollkommene Röhrenform scheint nur darauf Einfluß zu haben, das Bruchsystem mit aller Genauigkeit so zu orientieren, daß die mittlere geradlinige Strecke, welche die beiden Büschel verbindet, normal zur Erzeugenden des Zylinders verläuft.

Wenn man die durch thermische Einwirkung an ebenen Scheiben entstehenden Bruchformen mit denen vergleicht, die an zylindrischen Scheiben auftreten, so erhellt sogleich, daß das Bruchsystem an den ersteren sehr von dem an den letzteren verschieden ist, und daß diese Verschiedenheit in engem Zusammenhange mit den Modalitäten steht, welche der Rand der Scheiben aufweist.

Das Bruchsystem der zylindrischen Glasscheiben besteht nämlich, wie wir gesehen haben, aus einem doppelten Büschel von Bruchlinien, und dieses Doppelbüschel hat seinen Ausgangspunkt im Mittelpunkte der Erwärmungsfläche. Das einzige Büschel dagegen, welches das Bruchsystem an ebenen Scheiben bildet, hat seinen Ausgangspunkt nicht an der Erwärmungsstelle,

sondern in einem Punkte des Randes, und zwar in dem Punkte, welcher der Erwärmungsstelle am nächsten liegt.

Bei röhrenförmigen Scheiben könnte man vermuten, daß der beobachtete Unterschied gegenüber rechteckigen ebenen Scheiben auf dem Fehlen der beiden zur Erzeugenden des Zylinders parallelen Räder beruhe. Ich habe aber bereits angegeben, daß das Bruchsystem nicht von dem verschieden ist, das man bei Versuchen an Bruchstücken zylindrischer Scheiben mit allseitig freiem Rande erhält. Wir sehen uns somit in diesem Falle gezwungen, zur Erklärung der besonderen Figur des Bruchsystems den Einfluß der Krümmung in Anspruch zu nehmen. Wir könnten uns fast veranlaßt sehen, an gekrümmten Scheiben einen, je nach Lage des Falles freien oder nicht freien, morphologischen Rand und einen sozusagen funktionellen Rand zu unterscheiden; letzterer würde durch die Krümmung der Scheibe verursacht werden und die Erwärmungsstelle umgeben, und er würde in keinem Falle frei sein.

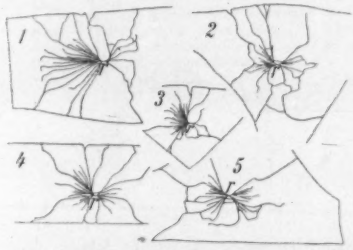


Fig. 16. Fünf Beispiele von Bruch infolge gleichzeitiger Erwärmung einer zentralen Stelle (r) und der nächstgelegenen Seitenränder. Es sind nicht alle Ränder angegeben.

Ich beabsichtige keineswegs, weiter auf diese Deutung einzugehen. Abgesehen von anderen Gründen, gestattet schon die rein empirische Anlage dieser Untersuchung mir nicht, mich auf schwierige mechanische Darstellungen der beobachteten Tatsachen einzulassen. Aber die Vorstellung von einer Störung im Bruchsystem infolge des Einflusses des Randes erwies sich für mich als recht nützlich, denn sie führte mich auf einige Versuchsreihen, die von höchster Bedeutung sind, insofern als es mir mit ihrer Hilfe gelang, die beiden typischen Bruchsysteme an ebenen und an zylindrischen Scheiben, die, wie wir gesehen haben, sehr verschieden voneinander sind, zu verbinden.

Der Einfluß des Randes ließ sich auf verschiedene Weise beseitigen. Es lag nahe, an die Möglichkeit zu denken, ebene Platten ohne freien Rand zu nehmen, und ich prüfte deshalb die Wirkung der lokalisierten Erwärmung an ebenen Flächen prismatischer Flaschen.

Andererseits wollte ich versuchen, gleichzeitig mit dem inneren Gebiete auch die Ränder der Scheibe zu erwärmen. Das war auch möglich, weil die Erwärmung des Randes langsamer als die eines inneren Gebietes den Bruch herbeiführt und in jedem Falle, wie ich bereits angegeben habe, ein vollkommen abweichendes Bruchsystem erzeugt. Es war daher keinerlei Verwechslung zu befürchten.

Die Versuche wurden im letzteren Falle in zwei Reihen ausgeführt. In der einen Versuchsreihe wurden die Platten in der Mitte und an den Rändern mittels einer breiten Bunsenflamme erhitzt; in der anderen Versuchsreihe wurde die Erwärmung in der Mitte mittels eines kleinen leuchtenden Flämmchens bewerkstelligt, und zwei einander gegenüberliegende Ränder wurden mittels je eines Bunsenbrenners mit aufgesetztem Fischschwanzbrenner erhitzt. Die beiden anderen Ränder wurden nicht erwärmt, sondern waren, da die Platten ziemlich längliche Rechtecke bildeten, recht weit entfernt und beeinflußten, wie die Erfahrung lehrte, das Bruchsystem nicht.

Die Ergebnisse all dieser Versuche stimmten recht gut miteinander überein. Das Bruchsystem, mochte es sich nun um die Erwärmung ebener Seiten prismatischer Flaschen handeln oder um gleichzeitige Erwärmung gläserner Platten mit freiem Rande am Rande und innen, das Bruchsystem war genau das für die zylindrischen Scheiben typische und charakteristische. Dieses Ergebnis ist hochinteressant und wird von großem Nutzen sein, wenn wir an die analytische Deutung dieser Tatsachen herangehen werden.

B. Sphärische Scheiben.

Die Versuche, die ich angestellt habe, um ausfindig zu machen, in welcher Weise der Bruch sphärischer Glasscheiben infolge lokalisierter Erwärmung erfolgt, haben übereinstimmend folgendes Ergebnis geliefert.

Die Erwärmungsfläche zeigt zwei, einen oder mehrere kurze Sprünge von der Form einer Locke oder eines Kommas; diese stellen einen Versuch dar, diese Stelle von dem Rest der sphärischen Scheibe abzutrennen. Von der Erwärmungsstelle gehen zwei (selten mehr als zwei, beispielsweise in einem Falle fünf radiale Linien) geradlinige radiale Strecken aus, die in den meisten Fällen so angeordnet sind, daß die eine die Verlängerung der anderen bildet, und daß es daher zuweilen schwierig ist, festzustellen, daß es sich bei diesen Linien tatsäch-

lich um zwei handelt, und wo ihr Ausgangspunkt liegt, der sich im Mittelpunkte der Erwärmungsfläche befindet. Schließlich bemerkt man, häufig weit von der Erwärmungsfläche entfernt, eine kreisförmige Linie, welche eine sphärische Kalotte aus der Scheibe abzutrennen sucht und oft tatsächlich abtrennt.

Wie bei den zylindrischen Scheiben, so ist es auch hier für die Hervorbringung des Bruchsystems nicht erforderlich, eine vollständige Kugel zu haben; vielmehr genügt eine irgendwie umgrenzte sphärische Kalotte (siehe Fig. 17).

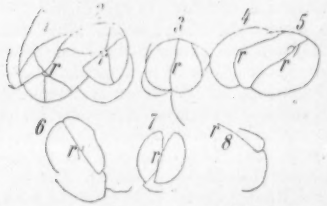


Fig. 17. Acht Beispiele für Bruch sphärischer Scheiben. Es ist nur das Bruchsystem angegeben.

C. Konische Scheiben.

An konischen Scheiben scheint das Bruchsystem vollkommen mit dem an zylindrischen Scheiben auftretenden identisch zu sein; ich kann indessen auf Einzelheiten nicht eingehen, weil ich bisher erst wenige Versuche ausgeführt habe.

Bruchsysteme, hervorgerufen durch gleichzeitige Erwärmung an mehreren sich gegenseitig beeinflussenden Punkten.

Besondere Bruchsysteme kann man hervorbringen, wenn man die Scheiben gleichzeitig an mehr als einer Stelle erwärmt, vorausgesetzt natürlich, daß die Entfernung der einzelnen Erwärmungsflächen voneinander diesen gestattet, sich wechselseitig zu beeinflussen.

Ich habe bereits geschildert, wie es durch gleichzeitige Erwärmung an einer inneren Stelle und an zwei einander gegenüberliegenden Kanten ebener Scheiben gelingt, das Bruchsystem hervorzurufen, das gerade für zylindrische Scheiben charakteristisch ist.

Ich habe indessen weitere Versuche angestellt und dabei die Zahl, die Lage und die Ausdehnung der Erwärmungsflächen verändert. Die Versuchsergebnisse betreffen jedoch fast ausschließlich ebene Platten, denn ich habe unter diesem Gesichtspunkte an gekrümmten Scheiben zu wenig Versuche ausgeführt.

Bei gleichzeitiger Erwärmung an zwei oder drei Stellen entstehen zwei oder drei typische Pfeilsysteme, die untereinander mit offenbarer Regelmäßigkeit verbunden sind. Man muß indessen beachten, daß, selbst wenn die Erwärmung noch so gleichzeitig erfolgt, es unmöglich oder fast unmöglich ist, den Bruch gleichzeitig zu erhalten. Eines der Systeme entsteht zuerst, und ihm folgen dann im Augenblicke schnell die übrigen (vgl. die Fig. 18 bis 22).

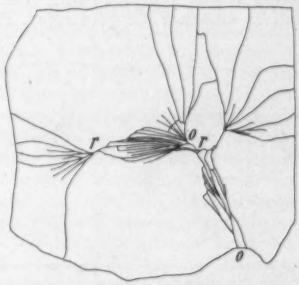


Fig. 18. Unregelmäßig quadratische Scheibe, die durch gleichzeitiges Erhitzen zweier Innenstellen (r) zerbrochen wurde, die nahe genug beieinander liegen, um sich gegenseitig zu beeinflussen.

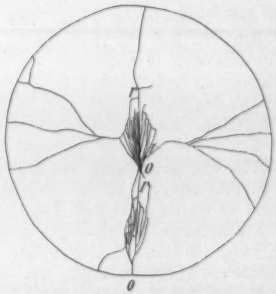


Fig. 19. Ebene Scheibe mit kreisförmigem Rande, die durch gleichzeitiges Erhitzen zweier Innenstellen (r) zerbrochen wurde, die nahe genug beieinander liegen, um sich gegenseitig zu beeinflussen.

Die Form des Randes (ob kreisförmig, rechteckig usw.) hat nur in den bereits besprochenen Fällen einen Einfluß.

Wenn die Erwärmung — immer im Innern der Scheibe — mittels vieler kreisförmig angeordneter Flämmchen bewerkstelligt wird (ich habe den aus 16 Flämmchen bestehenden Kranz des gewöhnlichen Triplexbrenners benutzt), so besteht das Bruchsystem aus einer Kreislinie im Verein mit dem ersten Teile der

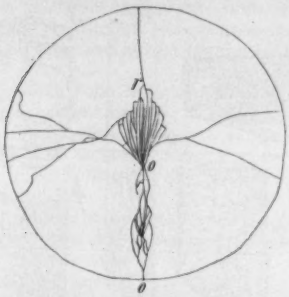


Fig. 20. Unregelmäßig quadratische Scheibe, die durch gleichzeitiges Erhitzen zweier Innenstellen (r) zerbrochen wurde, die nahe genug beieinanderliegen, um sich gegenseitig zu beeinflussen.

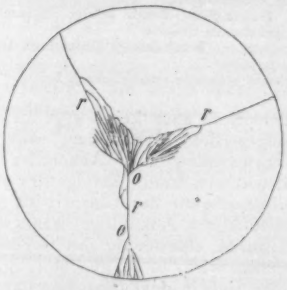


Fig. 21. Unregelmäßig quadratische Scheibe, die durch gleichzeitiges Erhitzen zweier Innenstellen (r) zerbrochen wurde, die nahe genug beieinander liegen, um sich gegenseitig zu beeinflussen.

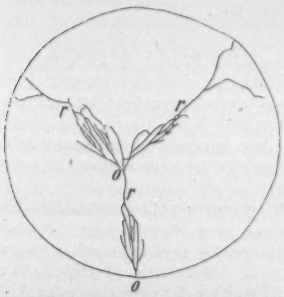


Fig. 22. Unregelmäßig quadratische Scheibe, die durch gleichzeitiges Erhitzen zweier Innenstellen (r) zerbrochen wurde, die nahe genug beieinander liegen, um sich gegenseitig zu beeinflussen.

charakteristischen Figur des Bruchsystems an ebenen Scheiben, nämlich mit der Spitze des Pfeiles. Der erwärmte Kreis löst sich nämlich von der übrigen Scheibe, aber gleichzeitig wirkt er wie irgendeine innere Fläche von geringerer Weite und erzeugt ein Büschel von Bruchlinien, also die Pfeilspitze. Die übrigen Teile des Pfeilsystems treten nicht auf (siehe Fig. 23).

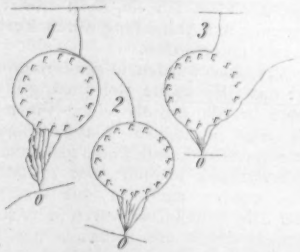


Fig. 23. Drei Beispiele für Bruch ebener Scheiben durch Erhitzen einer Innenfläche mittels eines Triplexbrenners. Die Punkte bezeichnen die 16 Flämmchen des Brenners. Es sind nur die Ränder angegeben, die zu der Bruchfigur in Beziehung stehen.

Wenn man den regelmäßigen Kranz von Flämmchen durch eine breite Flamme ersetzt, die jedoch den Rand nicht mit erwärmen kann, so erhält man ein unregelmäßiges System, das aber dem vorigen analog ist. Die Unregelmäßigkeit besteht einzig und allein in dem Verlaufe der Linie, welche dem Kreise des vorigen Systems analog ist. Es liegt auf der Hand, daß bei Verwendung einer breiten Flamme die Erwärmungsfläche nicht regelmäßig begrenzt sein kann (siehe Fig. 24).

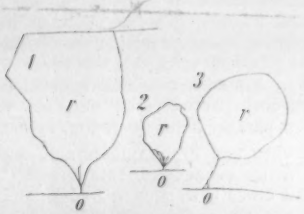


Fig. 24. Drei Beispiele ebener Scheiben, die durch Erwärmung einer Innenfläche (r) mittels einer breiten Flamme zerbrochen wurden. Es sind nur die Ränder angegeben, die zu den Bruchfiguren in Beziehung stehen.

Ein analoges Verhalten zeigt sich, wenn man mittels eines Fischschwanzbrenners mit ziemlich langgestreckter Basis erwärmt. Dann erhält man das gewohnte Pfeilsystem. Indessen ist der Pfeil nicht symmetrisch, sondern erscheint im Schafte gebogen.

Durch Abkühlung hervorgerufene Bruchsysteme.

Bisher betreffen meine Versuche Fälle lokalisierter Erwärmung. Ich habe mich indessen auch bemüht, die Modalitäten des Bruches infolge von Abkühlung zu untersuchen, und habe zu diesem Zwecke ebene und zylindrische Glasscheiben, nachdem ich sie stark erhitzt hatte, einer energischen Abkühlung durch Berührung mit Wasser unterworfen.

Die Versuche wurden folgendermaßen ausgeführt: das Glas wurde gleichmäßig erwärmt, und dann wurde mittels einer Pipette eine größere oder geringere Wassermenge von Zimmertemperatur darauf fallen gelassen. Oder die so erwärmten ebenen oder zylindrischen Scheiben wurden auch in das Wasser eingetaucht. Die Ergebnisse waren stets sehr bemerkenswert durch die Konstanz der Bruchgestaltung.

Im ersteren Falle (aus einer Pipette auffallendes Wasser) wurde die gleich dem Wassertropfen nahezu kreisrunde abgekühlte Zone durch eine gleichfalls kreisförmige Linie von dem Übrigen abgetrennt. Wenn dann die zur Abkühlung benutzte Wassermenge zunahm, so erhielt ich ein stets kreisförmiges System, das sich aus vielen konzentrischen kreisförmigen Linien und anderen radialen zusammensetzt. Dem Aussehen nach erhält man eine sehr komplizierte rosenartige Figur, die vollständig von der durch lokalisierten Schlag hervorgerufenen verschieden ist.

Im zweiten Falle — wenn die stark erwärmten Scheiben in das Wasser getaucht wurden — entstanden Bruchlinien, die nahezu aufeinander senkrecht standen und parallel zu den Rändern der Scheibe verliefen und ein rechteckiges System bildeten, wenn das Eintauchen plötzlich erfolgte; bei etwas weniger schnellem Eintauchen erhielt man Linien, die zu dem etwas aufwärts gekrümmten Wasserhäutchen parallel liefen (vgl. Fig. 25).

Flaschen und Probiergläser nun, die ich in dieser Weise behandelte, sprangen der Länge nach mit etwas gewundenen Linien; aus diesen gehen seitlich andere, gleichfalls gewundene und auf den ersteren senkrecht stehende Linien hervor. So entsteht ein Netz, das dort, wo starke Abkühlung erfolgte, geschlossene Maschen und an den Grenzen dieses Gebietes offene Maschen, das heißt solche mit frei endenden Linien, aufweist.

Es entstehen also infolge starker Abkühlung — mag sie nun lokalisiert sein (mittels der Pipette hervorgerufen) oder allgemein (durch Eintauchen) — charakteristische Bruchfiguren.

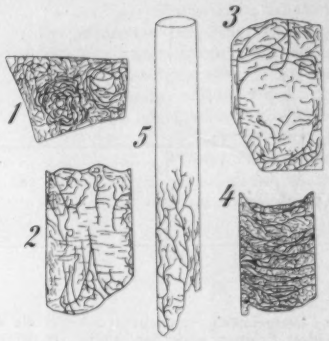


Fig. 25. Fälle von Bruch zuvor erhitzter gläserner Gegenstände durch Abkühlung.
1. Ebene Scheibe; Bruch infolge aus einer Pipette ausfallender Wassertropfen.
2, 3. Desgleichen; Bruch infolge Eintauchens der horizontal gehaltenen Scheibe.
4. Desgleichen; Bruch infolge Eintauchens der vertikal gehaltenen Scheibe.
5. Aufrecht stehende zylindrische Scheibe.

Dies widerspricht auch keineswegs meiner eingangs aufgestellten Behauptung, daß gleichförmige Erwärmung und Abkühlung keinen Bruch hervorrufen kann. Infolge des geringen Wärmeleitvermögens des Glases wird nämlich die augenblickliche Abkühlung, wenngleich sie auf der ganzen Oberfläche des Gegenstandes vorgenommen wird, nicht gleichförmig. Vielmehr bilden sich in dem Glasgegenstande eine Menge unabhängiger Kontraktionszentren, und es muß innerhalb der Grenzen der zugehörigen Gebiete eine Abtrennung der Teilchen entstehen; infolgedessen treten dann dort die Bruchlinien auf.

Zusammenfassung.

Es erscheint mir zweckmäßig, die Hauptergebnisse der Versuche, die ich ausgeführt habe, um die Modalitäten des Bruches von Glasscheiben infolge von Störungen des Wärmegleichgewichtes zu untersuchen, hier zusammenzufassen:

1. In gläsernen Gegenständen kann man die Störung des thermischen Gleichgewichtes als Bruchursache sowohl durch Erwärmung als auch durch Abkühlung erreichen. Langsame und gleichmäßige Erwärmung oder Abkühlung, mögen sie auch noch so stark sein, bringen jedoch keinen Bruch hervor, weil nämlich eben in diesem Fall keinerlei Störung des thermischen Gleichgewichts entsteht.

2. An ebenen Glasscheiben ist das infolge lokalisierter Erwärmung auftretende Bruch-

system je nach der Lage der Stelle örtlicher Erwärmung verschieden. Diese Stelle kann am Rande oder ganz und gar im Innern der Scheibe liegen.

Im ersteren Falle besteht der Bruch in der Abtrennung eines ungefähr halbkreisförmigen Stückes der Scheibe, welches den unmittelbar erwärmten Teil darstellt (siehe Fig. 5).

Im zweiten Falle zeigt das Bruchsystem folgende Merkmale:

a) Es geht nicht von dem erwärmten Punkte aus, sondern von dem nächstgelegenen Randpunkte (siehe die Fig. 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24).

b) Es besteht in einer kurzen geradlinigen Strecke, die von einem Punkte des Randes ausgeht und sich durch Spaltung in ein Bündel weiterer, ebenfalls geradlinig verlaufender, Linien teilt. Diese Linien divergieren untereinander (die äußersten von ihnen bilden einen selten mehr als 45^0 betragenden Winkel) und enden, kurz ehe sie das erwärmte Stück erreichen, mit Ausnahme einer mittleren (oder höchstens zweier), die durch dieses erwärmte Stück hindurchgeht, sich dann in dem kalten Gebiete auf der anderen Seite verzweigt und endet, ehe sie den Rand berührt, der dem gegenüberliegt, der den Ausgangspunkt des Bruchsystems enthält.

c) Die Kompliziertheit der Bruchfigur nimmt mit wachsender Entfernung des erwärmten Punktes vom nächsten Rande zu, jedoch nicht proportional mit dieser. Das Bündel oder Büschel der Linienstücke, die von der vom Rande ausgehenden ursprünglichen Bruchlinie abzweigen, kann daher eine größere oder geringere Anzahl gerader Strecken enthalten. Ebenso kann auch die Entwicklung des Bruchsystems jenseits des erwärmten Punktes fehlen (siehe insbesondere Fig. 12).

3. Bei gekrümmten Scheiben ist es gleichgültig, ob die Wärme an der konkaven oder an der konvexen Oberfläche angreift, im Gegensatz zu den früheren Darlegungen, betreffend den Bruch durch mechanische Ursachen. Der Umstand jedoch, daß die Scheibe gekrümmt ist, beeinflußt das Bruchsystem; dieses zeigt sich von dem an ebenen Scheiben erhaltenen verschieden und unterscheidet sich auch, je nachdem, ob die Scheibe zylindrisch oder sphärisch ist (siehe Fig. 13).

4. Die Scheiben mit zylindrischer Krümmung zeigen im erwärmten Punkte eine zur Erzeugenden des Zylinders senkrechte Bruchlinie. Diese geradlinige Strecke teilt sich dann außerhalb der erwärmten Stelle nach rechts wie nach links hin in ein Linienbüschel. Es entsteht somit ein Bruchsystem, welches das Aussehen zweier durch eine geradlinige Strecke untereinander verbundener Büschel zeigt (siehe die Fig. 13, 15, 16).

5. Das beschriebene Bruchsystem, das für Scheiben mit zylindrischer Krümmung charakteristisch ist, kann man in folgenden Fällen an ebenen Scheiben erhalten:

a) wenn kein freier Rand vorhanden ist, wie bei den Seitenwänden prismatischer Flaschen;

b) wenn man gleichzeitig mit dem Punkte im Innern den Rand erwärmt (siehe Fig. 17).

6. Die sphärisch gekrümmten Scheiben weisen ein Bruchsystem auf (siehe Fig. 18), das folgendermaßen gekennzeichnet ist:

a) eine kreisförmige Linie sucht eine breite sphärische Kalotte abzutrennen, in deren Mitte die Erwärmungsstelle liegt;

b) vom Erwärmungspunkte gehen zwei (selten eine oder mehr als zwei) einander entgegengesetzt gerichtete radiale Linien aus;

c) der Erwärmungspunkt zeigt das Bestreben, sich selbst von der übrigen Kalotte, zwei kleinen gekrümmten Linien folgend, abzulösen.

7. Wenn man die Erwärmung an mehr als einem Punkte (an zwei oder drei Punkten) bewerkstelligt, so zeigen ebene Scheiben ein organisch in Zusammenhang mit der Anzahl der Erwärmungspunkte zusammengesetztes Bruchsystem (siehe die Fig. 19 bis 23).

8. Wenn man, gleichfalls an ebenen Scheiben, die Erwärmung mittels einer breiten Flamme bewerkstelligt (die indessen nicht bis an den Rand reicht, für welchen Fall sonst das unter 5b Gesagte gelten würde), oder mittels eines Kranzes von kleinen Flammen, so erhält man die Abtrennung des erwärmten Teiles in Gestalt einer Kreisscheibe, die im ersteren Falle unregelmäßig, im letzteren regelmäßig ist. Die Linie, welche diese Kreisscheibe begrenzt, ist mit dem nächstgelegenen Rande verbunden, an welchem eine Bruchfigur entspringt, die mit dem ersten Teile (dem Büschel) der unter 2b beschriebenen identisch ist (siehe die Fig. 23 und 24).

9. Eine starke und plötzliche Abkühlung ebener oder gekrümmter Scheiben, die man dadurch herbeiführt, daß man Gegenstände, die man zuvor kräftig aber gleichförmig erhitzt hat (was keinen Bruch verursacht), in Wasser von Zimmertemperatur eintaucht, eine solche Abkühlung wirkt wie eine auf viele benachbarte Punkte lokalisierte Abkühlung und gibt Anlaß zur Entstehung konstanter Bruchsysteme, die offenbar mit der Art der Abkühlung in Zusammenhang stehen (siehe Fig. 25).

Es wird nun ein zusammenfassender Überblick über die verschiedenen beobachteten

Bruchsysteme von Nutzen sein, um ihre gegenseitigen Beziehungen und den Zusammenhang, den sie möglicherweise mit den Bruchsystemen der übrigen Klassen haben können, beurteilen zu können.

Wie ich bereits eingangs gesagt habe, besitzen die durch Störung des thermischen Gleichgewichtes hervorgerufenen Bruchfiguren einige Ähnlichkeit mit den durch Schlag oder Stoß erhaltenen Bruchfiguren, weisen aber gleichzeitig auch bemerkenswerte Verschiedenheiten von diesen auf. Wenn man indessen die Bruchfigur nicht in allen ihren Einzelheiten untersucht, sondern in ihren Grundlinien, dann findet man, daß zwischen den Bruchsystemen der beiden Kategorien eine wirkliche Identität im Typus besteht. Das darf auch nicht wundernehmen, denn die Ursache wirkt bei beiden Brucharten örtlich begrenzt, während die besonderen und zugleich bemerkenswerten Unterschiede in den Einzelheiten mit der Art der Fortpflanzung der Wärme und des Stoßes in den Glasgegenständen zusammenhängen. Eine Verschiedenheit auch im Typus findet sich indessen beim Bruch durch Zerspringen, wenn auch das Gefäß keine Unvollkommenheiten aufweist, durch die der Angriffspunkt der inneren Spannung lokalisiert würde.

Die typische, durch Schlag entstehende Bruchfigur besteht aus einem System von Linien, die von einem Zentrum ausstrahlen. Dieses Zentrum ist der Angriffspunkt des Geschosses. Das System wird von Kreislinien geschnitten, die zu eben diesem Angriffspunkte des aufschlagenden Körpers konzentrisch sind. Dieses Bruchsystem ist somit in bezug auf einen Punkt symmetrisch; es besitzt eine zirkulare Symmetrie. Wie ich indessen bereits in meiner früheren Arbeit dargetan habe, erhält man nicht immer durch Schlag von außen her dieses typische Bruchsystem; vielmehr kann die Symmetrie des Systems in eine lineare übergehen, und zwar infolge der Krümmungsart der Scheibe oder infolge fortgesetzten Druckes des auftreffenden Körpers, der einige Zeitlang über die Oberfläche der Glasscheibe dahingleiten kann.

Der Bruch infolge Störung des thermischen Gleichgewichts ruft an sphärischen Scheiben auch ein Liniensystem mit zirkularer Symmetrie hervor; dieses System besteht aus radialen Linien und aus Kreislinien; die letzteren sind zur Erwärmungsstelle konzentrisch.

Nur ist die Anzahl der radialen Linien klein; es sind fast immer zwei. Das rührt von der Wirkung der Erwärmung im Glase her, denn das Glas verändert mit zunehmender Temperatur allmählich seinen Elastizitätsgrad, sucht plastisch zu werden und widersteht den Bruchursachen. Übrigens habe ich in einigen Fällen bis zu sechs radialen Linien beobachten können. Auch die Kreislinien sind in ihrer Zahl recht beschränkt. Man beobachtet nämlich nur eine gut entwickelte, nämlich die äußerste, die ziemlich weit von der Erwärmungsfläche entfernt auftritt. Eine weitere sieht man sehr häufig angedeutet, indessen nur in Gestalt zweier Locken oder Kommalinien. Sie würde eine Kreislinie sein, welche das Gebiet starker Erwärmung von der übrigen Scheibe lostrennen würde; aber die hohe Temperatur des Glases stört sie in ihrer Entwicklung, und es bleiben nur die erwähnten beiden Locken übrig, die nichts weiter sind als Anfänge der unentwickelten Linie. Seinem Wesen nach ist also hier das Bruchsystem identisch mit dem, das durch Schlag entsteht, wenngleich das Glas unter dem Einflusse der erhöhten Temperatur in der Weise reagiert, daß es eine in ihren Einzelheiten recht abweichende Figur hervorbringt.

Ein besonderer Punkt beim Bruchsystem sphärischer Scheiben verdient noch, beleuchtet zu werden. Auf den ersten Blick kann die Beschreibung, die ich gegeben habe, einem mit derartigen Untersuchungen nicht vertrauten Beobachter nicht richtig erscheinen: Müßte man nicht statt von zwei radialen Linien, von denen die eine die Fortsetzung der anderen bildet, von einer einzigen diametralen Linie sprechen, deren Anfangspunkt erst durch besondere Versuche bestimmt werden müßte?

Zur Beantwortung dieser Frage muß man eine große Reihe von Bruchfiguren vergleichen, und dann wird man sehen, daß in einigen Fällen von der Erwärmungsstelle eine einzige radiale Linie ausgeht, daß die Anzahl der radialen Linien sehr viel seltener mehr als zwei beträgt, und daß schließlich in sehr vielen Fällen das, was man als eine einzige Linie ansehen möchte, an der Erwärmungsstelle einen kleinen Knick aufweist, oder auch daß die eine Hälfte dieser Linie nicht vollkommen mit der anderen Hälfte zusammenhängt, so daß daraus hervorgeht, daß sich der Anfangspunkt genau an der zentralen Erwärmungsstelle befindet, und daß daher die Linie, auch in den Fällen, wo sie wie eine einzige erscheint, in Wirklichkeit eine doppelte ist.

Weit verschiedener wird das Bruchsystem an zylindrischen Scheiben oder deren Äquivalenten (ebene Scheiben mit unfreiem Rande, gleichzeitig an den Rändern und an einer inneren Stelle erwärmte ebene Scheiben); aber die Verschiedenheit ist nicht größer als die durch besondere Arten schleifenden Schlages (Hagel, Peitsche) oder durch Schlag gegen die konvexe Oberfläche zylindrischer Scheiben hervorgebrachte. Die Symmetrie ist keine zirkulare mehr.

Das Bruchsystem ist symmetrisch in bezug auf eine Gerade. Aber auch das ist nur scheinbar so; in Wirklichkeit haben wir auch hier eine zirkulare Symmetrie, die sehr verkümmert ist und sich nur auf zwei radiale Linien beschränkt. Auch hier müssen wir nämlich, gerade wie bei den sphärischen Scheiben, die Gerade, welche die beiden Büschel verbindet, nicht als eine einzige ansehen; sie ist vielmehr eine doppelte: Es sind nämlich zwei Abschnitte, aus denen sie sich zusammensetzt, und von denen der eine die Fortsetzung des anderen bildet, wie aus der Durchsicht einer Versuchsreihe hervorgeht. In einigen Fällen fehlt ein Büschel, und der Abschnitt der Geraden, aus dem das vorhandene Büschel entspringt, fängt dann im Mittelpunkte der Erwärmungsstelle an und nicht jenseits von diesem.

Die überwiegende Ursache, welche die scheinbare Veränderung in der Symmetrie des Systems hervorruft, ist auch hier wieder die Temperaturerhöhung. In vielen Fällen entwickeln sich nämlich jenseits der Erwärmungsstelle in der kalten Scheibe die Büschel so stark, daß sie einander sogar beinahe berühren und in dem nicht erwärmten Gebiete ein Liniensystem mit zirkularer Symmetrie entstehen lassen, dessen Entwicklung im Erwärmungsgebiete nicht möglich gewesen ist.

Die größte — indessen immer nur scheinbare — Ausnahme von der zirkularen Symmetrie finden wir in dem Bruchsystem, das durch Erwärmung einer inneren Stelle ebener Scheiben mit freiem Rande entsteht. Das Bruchsystem zeigt in diesem Falle den charakteristischen Pfeil, der keine andere Symmetrie besitzt als die lineare, ohne jedoch ein Symmetriezentrum zu haben, wie man solches doch an der Bruchfigur der zylindrischen Scheiben beobachten konnte.

Es liegt aber auf der Hand, daß wir hier den analogen Fall haben wie beim Bruch infolge mechanischer Ursachen, wo der Angriffspunkt des auftreffenden Körpers am Rande liegt, also wie in dem gewöhnlichsten Falle des üblichen Bruches konischer oder zylindrischer Bechergläser. Auch hier ist das System scheinbar nicht zirkular, einfach deshalb, weil die Scheibe nicht weiter entwickelt ist und der Anfangspunkt am Rande liegt. In Wirklichkeit ist also das Bruchsystem, das durch Erwärmung nicht am Rande gelegener Stellen ebener Scheiben entsteht, zirkular, aber auf einen Sektor beschränkt (Pfeilspitze), weil die Scheibe dort fehlt, wo sich das System entwickeln könnte. Der Symmetriemittelpunkt fällt mit dem Mittelpunkte des Systems zusammen und liegt eben auf dem Rande.

Das durch Erwärmung ebener Scheiben entstehende Bruchsystem zeigt auch den großen Einfluß der Temperaturerhöhung, durch welche die Entstehung der Bruchlinien verhindert wird. Es bildet sich nämlich nur eine Linie (der Schaftkörper des Pfeiles) im Erwärmungsgebiete, während jenseits dieses Gebietes und daher auch weiter vom Anfangspunkte des Systemes entfernt, eine reichliche Entwicklung von Linien erfolgt, wodurch das große Büschel entsteht, das ich mit der Feder d[illegible] verglichen habe.

(Nach dem Manuskript aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 5. Dezember 1909.)

VORTRÄGE UND REDEN.

Hydrodynamische Experimentaluntersuchungen[1]).

Von Fr. Ahlborn.

(Mit Tafel IV, V, VI.)

M. H.! Da die natürlichen Flüssigkeiten, Wasser und Luft, in wesentlichen physikalischen Eigenschaften verschieden sind von dem hypothetischen vollkommenen Medium der hydrodynamischen Theorie, so zeigen auch die Bewegungserscheinungen, die darin durch irgendwelche feste Körper hervorgerufen werden, erhebliche Abweichungen von den aus der Theorie abzuleitenden und durch Stromlinien darzustellenden Vorgängen. Die Unterschiede im Stromverlauf treten besonders an der Rückseite und an den Flanken der festen Hindernisse auf, während an der Vorderseite und in einem gewissen seitlichen Abstande die Strömungen dem Ideal der Theorie nahezu entsprechen. Die Entwicklung einer rationellen Theorie des Flüssigkeitswiderstandes, die Erklärung mancher scheinbar paradoxen Phänomene und die Beantwortung zahlreicher praktischen Widerstandsfragen ist nur möglich auf Grund genauer Kenntnis der realen, natürlichen Vorgänge. — Die methodischen Versuche von L. Mach, Wellner und Marey, die Luftströmungen durch Schlieren und Rauchfäden sichtbar zu machen, geben leider über die wichtigen Vorgänge an der Rückseite der Hindernisse keinen Aufschluß, da hier die Schlieren und Fäden durch die stattfindende Wirbelung zerstört werden. — Für die Untersuchung der Strömungen,

1) Referat über einen am 11. Dezember 1909 in der Physikalischen Gesellschaft zu Göttingen gehaltenen Vortrag.

die ein eingetauchter, mit bestimmter Geschwindigkeit durch ruhendes Wasser geführter fester Körper im Niveau hervorruft, empfiehlt sich die Bestreuung des Wassers mit Bärlappmehl. Die Vorgänge im Innern des Wassers werden durch präparierte Sägespäne sichtbar gemacht, die nahezu das spez. Gewicht des Wassers haben. Durch Anwendung geeigneter Mengen und Arten von *Mg*-Blitzlicht lassen sich die Erscheinungen in Form von Stromlinien, Kraftlinien und Schwingungslinien (= Bahnen der Teilchen, relative Stromlinien) photographisch zur Darstellung bringen, je nachdem die Kamera mit dem festen Hindernis fortschreitet oder am festen Orte steht. Die Schwingungslinien erfordern Dauerlicht für die Zeit des Vorüberganges des festen Körpers (bzw. Welle) im Gesichtsfeld der festen Kamera. Die Aufnahmen erfolgen teils von oben, teils von der Seite, teils von unten her an einem 8 m langen, mit Spiegelglasfenstern versehenen Wasserbehälter von 1 m Breite. Ein darüberhin fahrender Wagen trägt die Halter für die Versuchsmodelle, die Kamera, elektrische Antriebsvorrichtungen, automatische Registrierungen, Zündungen, Auslösungen usw., so daß nach Einschaltung des Kraftstromes jeder Versuch sich selbsttätig abspielt. Die erzielten Einzelaufnahmen, Stereoskopen und kinematographischen Serien können somit den Anspruch natürlicher Dokumente erheben.

Die Ergebnisse sind teils in den Abhandl. d. Naturw. Ver. Hamburg, Bd. 18, 1902, teils in Jahrb. d. Schiffbautechn. Gesellsch. 1904, 1905 und 1909 niedergelegt. Kurze Referate über Teile der Untersuchungen wurden auch in 3. und 6. Jahrgang dieser Zeitschrift gegeben. Der Ausgangspunkt für das Studium der dynamischen Vorgänge an Aeroplanen, Segeln, Schiffsrudern u. dgl. bildet naturgemäß die Untersuchung der Strömungen an ebenen, plattenförmigen Körpern, die senkrecht oder schräg vom Strome getroffen werden (Fig. 1[1]). An solchen Platten teilt sich die Flüssigkeit, bevor sie das Hindernis erreicht, in nahezu gleiche, symmetrische Hälften. Aber die axiale Stromteilungslinie trifft nur bei normaler Querstellung auf die Mitte der Platten. Mit kleiner werdendem Neigungswinkel wendet sie sich in einem parabelähnlichen Bogen mehr und mehr gegen den voraufgehenden Plattenrand (Fig. 2) und der an der Platte liegende Stromteilungspunkt wandert dabei gesetzmäßig von der Plattenmitte aus nach einer Kardioidenkurve, die zwischen den beiden durch Lord Rayleigh und Prof. Lamb auf theoretischem Wege ermittelten Kurven liegt. Das sogenannte „tote Wasser" an der Rückseite ist nicht tot, sondern in um so lebhafterer Bewegung, je kleiner die Platten und je größer die Fahrgeschwindigkeit ist. Es hat die Form eines der Platte als körperliches Supplement folgenden Wirbelringes, der kontinuierlich mit den Seitenströmen zusammenhängt ohne trennende Diskontinuitätsfläche. Der Wirbel entsteht durch fortschreitende Einwicklung des zu Beginn der Bewegung hinter den Plattenrändern auftretenden Druckminimums, das dadurch von der Platte nach hinten verdrängt wird und die Achse des Wirbels bildet. Der durch den Innenraum des Ringes nach vorn gerichtete Strom, der „Nachlauf", trifft gegen die Rückseite der Platte und teilt sich, seitwärts ausweichend, in einem Punkte, der sich mit zunehmender Neigung in derselben gesetzmäßigen Weise gegen den hinteren Rand der Platte verschiebt, wie der Stromteilungspunkt an der Vorderseite gegen den Vorderrand. Die Lage der Teilungspunkte ist somit dieselbe wie bei der wirbelfreien, kontinuierlichen Stromlinienbewegung der Theorie, doch ist die Lage des hinteren Teilungspunktes erheblichen Schwankungen unterworfen.

Der auf die Platte treffende „Nachlauf" ruft daselbst eine sehr charakteristische Druckerhöhung hervor, deren Maximum im Stromteilungspunkte liegt. Da diese Drucksteigerung an der Rückseite der Platte liegt und somit nach vorn wirkt, so hat sie bei schräger Drachenstellung der Platten eine mit abnehmendem Neigungswinkel wachsende Entlastung des unteren Plattenareals zur Folge. Die den Widerstand bedingenden Druckdifferenzen an beiden Seiten der Platte werden dadurch an der oberen Plattenhälfte größer als an der unteren, und der Angriffspunkt der Widerstandsresultante verschiebt sich daher von der Plattenmitte mehr und mehr gegen den voraufgehenden oberen Plattenrand. Diese Verschiebung des „Widerstandspunktes" ist zuerst durch Avanzini (1801) bekannt geworden (Avanzinische Regel). Später haben Joessel, Kummer und Langley durch weitergehende Versuche die Tatsache bestätigt. Avanzini und seine Nachfolger benutzten rechteckige Platten, die um eine verschiebbare Achse balancierten. Geht die Achse durch den Flächenmittelpunkt, so stellt sich die Platte quer zum Strome ein; wird aber die Achse mehr oder weniger gegen den einen Plattenrand verschoben, so findet die Platte ihre Gleichgewichtslage in schräger Stellung. Für den zu beobachtenden Neigungswinkel ist daher der Widerstand auf beiden Seiten von der Achse gleich groß und die Resultante des Widerstandes geht somit durch die Achse. Durch systematische Verschiebungen der Achse lassen

1) Die Figuren befinden sich auf Tafel IV, V, VI.

sich die zugehörigen Neigungswinkel experimentell ermitteln, sodaß man später für jeden Neigungswinkel auch umgekehrt die Lage der Gleichgewichtsachse, d. h. den „Widerstandspunkt" angeben kann. Die Kenntnis dieser Verhältnisse ist von praktischer Bedeutung für die Konstruktion von Steuerorganen für Wasser- und Luftfahrzeuge (Balanceruder usw.), ferner für die Ermittlung des Druckmittelpunktes von Segeln, den Bau von Drachen und anderen passiven Flugapparaten, die mit Neigungswinkeln von 20° und darüber gegen die Strom- oder Bewegungsrichtung stehen. Bei Aeroplanflächen, die mit Neigungswinkeln von 10° und weniger arbeiten, läßt sich die Form experimentell derart den Stromlinien anpassen, daß eine wirbelfreie Strömung stattfindet und der Widerstandspunkt mit der Flächenmitte zusammenfällt.

Einen klaren Einblick in die eigenartige Druckverteilung erhält man durch die Selbstabbildungen der Staulinien des dynamischen Niveaus an eingetauchten Platten. Den Charakter der Stauerscheinungen an einer rechtwinklig vom Strome getroffenen und an einer schräg stehenden Platte veranschaulicht die Fig. 3. Die vordere positive Staukurve erhebt sich über das statische Nullniveau. Ihr Maximum liegt auf dem Stromteilungspunkte und hat, dem Toricellischen Satz entsprechend, stets die Druckhöhe $h = \frac{v^2}{2g}$, sofern nur keine Überströmung über den oberen Plattenrand eintritt. An der Rückseite der Platten liegt die negative Staulinie stets unterhalb der statischen Nullinie, und ihre auf diese bezogenen Ordinaten geben ein Bild von der Verteilung und Größe des Minderdruckes oder der Saugung, des „Sogs". Das zwischen beiden Staukurven liegende Flächenstück ist das Integral des im Wasserspiegel herrschenden Widerstandsdruckes und kann für lange Platten annähernd als allgemeines Druckprofil genommen werden.

Durch Anwendung von Glasplatten ist es bei geeigneter Beleuchtung gelungen, die Vorgänge im Innern des Stauhügels, von hinten her durch die Platten gesehen, in stereoskopischen Aufnahmen festzulegen (Fig. 4) und durch allmählich gesteigerte Fahrgeschwindigkeit eine Art Entwicklungsgeschichte der Turbulenz zu gewinnen, d. h. der Vorgänge, durch welche das Niveau des Stauhügels von emporquellenden Wasserschichten durchbrochen wird. Es bildet sich dabei, am Gipfel des Hügels beginnend, eine Reihe stufenartig voreinander liegender Wirbelrollen, deren Rotation seitwärts in eine immer schlanker werdende spiralige, pflügende Wälzung übergeht.

Sehr bedeutsam sind die Veränderungen, welche der Wirbelring an der Rückseite schräger Platten erfährt, wenn der Neigungswinkel nach und nach verkleinert wird. Von 90° bis 45° ist es eine gleichmäßig fortschreitende Unsymmetrie derart, daß der dem vorangehenden — in der Drachenstellung oberen — Rande der Platte benachbarte „Oberrandbogen" des Wirbelringes auf Kosten des unteren Ringbogens vergrößert wird, wobei der hintere Stromteilungspunkt des Nachlaufes in der angegebenen Weise regelmäßig gegen den Unterrand vorrückt. Zwischen 45° und 35° tritt nun eine fundamentale Änderung der rückwärtigen Strömungen dadurch ein, daß der Wirbelring in der Nähe der hinteren Plattenecken durch den Seitenstrom zerrissen wird. Die freien Enden des oberen Wirbelbogens entwickeln sich in Verbindung mit dem hereinschwenkenden Seitenstrome zu lang nachschleppenden, zopfartigen Strudeln, durch welche im Moment des Zerreißens ein großer Teil des in dem Bogen kreisenden Wassers ausgesogen wird, so daß der Wirbel schnell zusammensinkt. Dies sehr auffällige Phänomen tritt bei etwa 38° ein und es war zu erwarten, daß damit eine plötzliche Steigerung des Widerstandes verbunden ist. Tatsächlich zeigt die Dinessche Kurve des Luftwiderstandes bei 38° eine mächtige, momentane Vergrößerung des Widerstandes, die selbst über den bei 90° gemessenen Betrag der Widerstandsgröße hinausgeht. Der bis dahin völlig rätselhafte Charakter der Widerstandskurve, der durch Dines nach verschiedenen Methoden einwandfrei festgestellt wurde, findet somit durch die Strömungsanalyse seine volle Erklärung. — Die Rudimente des unteren Wirbelbogens lassen sich noch bis ca. 25° Neigung nachweisen. Von da ab ist bis 20° nur noch der diademartige Vorderrandbogen des Wirbels mit den beiden nachschleppenden Zöpfen vorhanden. Zwischen 20° und 10° Neigung vollzieht sich eine zweite tiefgreifende Änderung des Stromsystems, indem an der Plattenmitte eine wirbelfreie homogene Stromlinienbewegung einsetzt, die bald den Wirbelbogen in der Symmetrieebene durchbricht, und gegen die Seitenränder fortschreitend, allmählich von der Rückseite der Platte seitwärts verdrängt. Es bleiben dann nur noch die von den Seitenströmen umwickelten zopfartigen Spiralwirbel übrig, deren Spuren noch bei den kleinsten Neigungswinkeln zu erkennen sind. Durch sorgfältige Messungen bleibt festzustellen, ob die zweite Änderung des Stromsystems von einer ähnlichen Abweichung der Widerstandskurve begleitet ist, als die erste bei 38°.

Die Erscheinungen der Flächenreibung des Wassers wurden an langen und dünnen,

unter Null Grad Neigung in die Strömung eingestellten Platten untersucht. Die Flächen wurden hierfür teils durch Lackieren geglättet, teils durch aufgeklebten Sand verschiedener Korngröße, sowie durch den natürlichen Anwuchs von Seepocken (Balanus) rauh gemacht, der im Dock, von der Haut eines großen Seglers nach $1^1/_2$jähriger Tropenfahrt gewonnen war (Fig. 5 u. 6). — Infolge der Klebrigkeit des Wassers haftet an der Oberfläche der Platten eine Flüssigkeitsschicht, die bei der Bewegung mit nach außen abnehmender Geschwindigkeit mitgerissen wird und deren Dicke von dem Grade der Rauhigkeit abhängt. An der Grenze zwischen diesem Strome und dem benachbarten, relativ ruhigen Wasser entsteht nun eine zusammenhängende Kette von Wirbeln, deren Achsen parallel zur Oberfläche der Platte und senkrecht zur Fahrtrichtung stehen. Diese Wirbel sind somit wie Friktionsrollen zwischen den bewegten festen Oberflächen und dem umgebenden ruhenden Wasser eingeschaltet. Ihre Rotationsgeschwindigkeit ist am größten in der sie innen begrenzenden Wasserhaut der Platte. Die Dicke der Wirbelschicht nimmt von vorn nach hinten innerhalb gewisser Grenzen zu. Nach dem Vorübergang der Platten bleiben die Wirbel im Kielwasser zurück, bis nach einiger Zeit ihre von der Platte bezogene Energie aufgerieben ist. Die vorgeführten Strömungsphotogramme geben eine gute Vorstellung von der Art und Größe des Kraftverlustes, den ein bewachsenes Seeschiff auf seiner Fahrt erleidet.

Die Technik hat in vielen Fällen ein großes Interesse, die Körper, die durch Wasser oder Luft fortbewegt werden sollen, so zu gestalten, daß sie ein Minimum des Widerstandes erfahren. Dies gilt besonders für Schiffe und Luftschiffe. Die Schiffsschrauben und sonstige Antriebsmittel und ebenso die Tragflächen der Flugmaschinen und Drachen sollen zwar bei ihrer fortschreitenden Bewegung einen minimalen Hemmungswiderstand erfahren, aber zugleich einen maximalen nützlichen Schub bzw. hebenden Widerstand in den Medien hervorrufen. Alle diese Fragen lassen sich an Modellen durch die photographische Analyse der Strömungen und Klarlegung des speziellen Widerstandsmechanismus erfolgreich behandeln, denn sobald man ein klares stereoskopisches Bild von den innerhalb des Kraftfeldes stattfindenden Vorgängen vor Augen hat, läßt sich leicht erkennen, wieweit die vorliegenden Strömungen die beabsichtigte nützliche Reaktion hervorrufen und an welchen Stellen des Modells Strömungen auftreten, die der gewollten Wirkung nicht entsprechen, also schädlich sind.

So erkennt man leicht, daß eine ebene Widerstandsfläche für die Verwendung an Drachen, Segeln und Flugflächen nicht rationell ist, da sie keine „Stromlinienfläche" ist, die sich in zweckmäßiger Weise dem von ihr hervorgerufenen Stromsystem anpaßt. Die ebene Fläche hat an allen Rändern unnötig harte Übergangsströmungen und hohe Druckbelastung, ohne daß an ihr alle verfügbaren Kräfte für den beabsichtigten Zweck ausgenutzt werden. Ein nicht unerheblicher Teil des Kraftfeldes ragt nach hinten über den Bereich der Platte hinaus und verzehrt sich nutzlos in unnötigen Bewegungen des Mediums.

Mit Hilfe der Strömungsanalyse ist es gelungen, Aeroplane so zu formen, daß sich der ganze Widerstandsprozeß in engster Berührung mit der Tragfläche abspielt. Der Widerstandsdruck ist dabei am vorderen und am hinteren Flächenrande gleich Null und hat sein Maximum in der Flächenmitte. Die Fläche hat zugleich den sehr wichtigen Vorzug der automatischen Stabilität, da jedes am Vorderrande auftretende herabdrückende Kippmoment sofort ein entgegengesetzt drehendes Kräftepaar am Hinterrande erzeugt, das die Fläche in die normale Gleichgewichtslage zurückschwingen läßt.

Die Untersuchung der Strömungen an Systemen benachbarter Platten führte zur Feststellung beträchtlicher gegenseitiger Beeinflussung sowohl im Stromverlauf wie in den Widerstandskräften. Die auftretenden Interferenzen wurden an einigen Beispielen durch Lichtbilder illustriert und näher erklärt. Ein Strömungsbild dieser Art ist in Fig. 2 auf Seite 122 des 3. Jahrganges dieser Zeitschrift wiedergegeben.

Eine weitere Reihe von Photogrammen zeigte die Strömungen an elliptischen Zylindern verschiedener Form und Stellung und leitete über zu den Schiffsströmungen, die in Form von Stromlinien und Kraftlinien (Fig. 7) vorgeführt wurden. Von besonderem Interesse waren dabei die Vorgänge am Heck verschieden gestalteter Blockmodelle und namentlich die Änderungen, die im Kraftliniensystem durch eine geringe Tiefe des Fahrwassers oder beim Übergang vom tiefen in flaches Wasser hervorgerufen werden.

Auch die Strömungen an Luftschiffen bin ich in der Lage, Ihnen in allen drei Darstellungsformen im Lichtbilde vorzuführen (Fig. 8—11). Die Aufnahmen bringen den direkten Beweis, daß es bei der Formgebung des Lenkballons besonders auf hinreichend schlanke Ausgestaltung des Hinterteils ankommt, da an stumpferen Hecks Saugungen auftreten, die sich in Wirbeln und Nachlaufbildungen äußern und zu unnötigen Kraftverlusten führen.

Für die Theorie und Konstruktion der

Schiffsschraube ist es von großer, entscheidender Bedeutung, zu wissen, welcher Art die Vorgänge sind, die durch die Rotation dieses besten aller Antriebsmittel innerhalb des Mediums hervorgerufen werden. Da die komplizierten Bewegungen nicht mit dem Auge zu verfolgen sind, so ist es erklärlich, daß selbst in Fachkreisen die Ansichten über die Wirkungsweise der Schraube voller Widersprüche und Irrtümer sind und daß auch die Annahmen, welche den verschiedenen theoretischen Entwicklungen und zahlreichen speziellen Konstruktionen zugrunde gelegt wurden, oft in den wichtigsten Punkten im Widerspruch stehen zu den wirklichen natürlichen Vorgängen. Durch eine große Zahl stereoskopischer Aufnahmen von verschiedenen Standpunkten ist es mir gelungen, die Entwicklungsgeschichte der Vorgänge an der arbeitenden Schiffsschraube klar zu legen, vom ersten Moment ihrer Drehung bis zur vollen Entwicklung des Schraubenstrahles. Nur im Anfang der Bewegung üben die Schraubenflügel einen positiven Druck auf das hinter ihnen befindliche Wasser. Das führt zur Bildung eines mächtigen spiraligen Ringwirbels (Fig. 12), der sich schnell von dem Umfang der Schraube nach hinten entfernt und das freie trompetenförmig ausgehöhlte Ende des herausschießenden Schraubenstrahles krönt. Nachher vollzieht sich das Einströmen und der Durchfluß des Wassers ohne jede sichtbare Druckwirkung allein unter dem Einfluß der Saugung. Die Druckminima, die nun allein den ganzen Schraubenprozeß beherrschen, liegen dicht hinter den einschneidenden Flügelrändern und gehen kontinuierlich in die Spitzenwirbel über, die bei hohem Slip, sehr deutlich sichtbar als spiralige Bänder, den Strahl umgürten. Das Wasser fließt nahezu senkrecht zur Druckfläche der Flügel durch die Schraube. Bei großem Slipverhältnis ist die saugende Wirkung der Druckminima so stark, daß das hereinkommende Wasser von der Mitte des Zwischenraumes zweier Flügel ab scharf gegen die Rückseite des nachfolgenden Flügels abgelenkt wird. Eine Reihe von Lichtbildern nach Einzelaufnahmen möge zur Veranschaulichung einiger der mitgeteilten Vorgänge dienen.

Um ein Gesamtbild der Schraubenwirkung zu erhalten, habe ich einige kinematographische Aufnahmen von arbeitenden Schraubenmodellen hergestellt, die bei der Reproduktion einen vortrefflichen, klaren und übersichtlichen Eindruck von den Bewegungen geben, die von der rotierenden Schraube im Wasser hervorgerufen werden. Sie sehen, m. H., auf dem Schirm zu Beginn der Schraubendrehung die Entwicklung des Wirbelringes am Umfang der Schraube und wie er sich als Kopf des schnell hervorwachsenden zylindrischen Schraubenstrahles von der Schraube entfernt. Auf der Vorderseite sehen wir das Wasser unter dem Einfluß des Schraubensogs auf radialen Bahnen der Schraube zuströmen und erkennen wohl auch, wie die Saugung außen um die Flügelspitzen herum nach hinten hinübergreift.

Ich habe den Film mit einigen anderen kinematographischen Aufnahmen verbunden. Die eine gibt in gleich schöner Weise die Niveauströmungen an einer eingetauchten Querplatte, eine andere zeigt die Entwicklung der Schiffswellen mit zunehmender Geschwindigkeit und eine dritte die Reibungserscheinungen an einer in der Stromrichtung stehenden Planke. Von diesen Aufnahmen wird Sie die erste besonders interessieren, da sie die Entstehung, das Wachstum und Entweichen der Wirbelringe aus dem Kraftfelde vor Augen führt und am Schluß der fortschreitenden Bewegung der Platte — im Bilde beim Aufhören des allgemeinen Stromes — die eigenartige Entladung der in dem letzten Wirbel aufgespeicherten Energie in Form eines Gegenstromes zur Darstellung bringt. [Die kinematographischen Vorführungen konnten am Schluß des Vortrags mit Hilfe des von Herrn Prof. Prandtl aus dem Institut für angewandte Mechanik gütigst zur Verfügung gestellten Reproduktionsapparat auf allseitigen Wunsch leicht wiederholt werden.]

Zum Schluß, m. H., möchte ich Ihnen auf dem Schirm ein Bild der Wasserbewegung vorführen, das gerade hier, in meiner Göttinger Heimat, an der Wirkungsstätte Wilhelm Webers, ein ganz besonderes historisches Interesse hat. Sie wissen, m. H., daß Wilhelm Weber in Verbindung mit seinem Bruder Ernst Heinrich der erste gewesen ist, der mechanische Vorgänge im Innern des Wassers zum Gegenstande einer erfolgreichen klassischen Forschung gemacht hat. An dem einen Ende einer mit Glaswänden versehenen Wasserrinne erzeugten die Brüder fortlaufende Wellen, und es gelang ihnen, durch eingestreute Bernsteinstückchen die schwingenden Bewegungen der Wasserteilchen sichtbar zu machen und so die experimentellen Grundlagen für unsere heutige Kenntnis der Wellenvorgänge zu schaffen. — Meine Bemühungen, diese Vorgänge in photographischen Dokumenten festzulegen, sind nicht vergeblich gewesen. In pietätvoller Erinnerung an Wilhelm Weber gereicht es mir zur großen Freude, Ihnen an einem mit den neuen Hilfsmitteln erzielten Bilde zeigen zu können, wie trefflich und sorgfältig die Beobachtungen der Gebrüder gewesen sind. Sie sehen im Lichtbilde jene Schwingungen im Verlauf einer halben Wellenlänge (Zeitaufnahme). Hier, am Niveau, treten die schönen Linien der kreisähnlichen Bahnen

hervor, und je mehr man nach der Tiefe fortschreitet, desto mehr flachen sich die Ellipsen ab und desto kleiner werden ihre Durchmesser. Endlich erkennen Sie die Phasenunterschiede in der Wellenrichtung, da in dem einen Teile des Gesichtsfeldes mehr die seitlichen Hälften der Ellipsen, in dem anderen mehr die unteren ausgezeichnet sind und zwischen den Extremen alle Übergänge verfolgt werden können.

In einer anderen Aufnahme habe ich durch *Mg*-Blitzlicht von 1 : 10 bis 1 : 15 Sekunde Brenndauer die Bewegungen innerhalb eines kurzen Zeitmoments zur Darstellung gebracht. Dabei tritt, wie das Lichtbild zeigt, das System der Kraftlinien einer Welle klar hervor, das auch in dem vorhergehenden Bilde infolge eigenartiger Belichtung bereits deutlich zu erkennen war.

Damit, m. H., glaube ich, Ihnen einen kurzen Überblick über die Art und die wichtigsten Ergebnisse meiner zum Teil recht mühevollen und langwierigen Experimentaluntersuchungen auf dem Gebiete der Flüssigkeitsbewegungen gegeben zu haben. —

Überaus zahlreich sind die weiteren Fragen, die sich auf Schritt und Tritt während der Arbeit ergaben und deren Bedeutung größtenteils auf technischem Gebiete liegt. Dazu gehört vor allem das System der Schiffsströmungen, besonders soweit dasselbe mit Wirbelbildungen verbunden ist; das Steuerproblem, die Wirkung der Schiffsanhänge, wie Schlingerkiele und Wellenhosen, die tetraedrischen Bootsformen, die Gleitboote, die Rückwirkung des Schraubensogs auf das Schiffsheck, die Schaufelräder, Holländer u. dgl., die Vorgänge an Segeln und Segelsystemen, an ein- und mehrflächigen Aeroplanen u. a. m. Alle diese Fragen erfordern eine weitergehende und sehr gründliche experimentelle Bearbeitung. Dazu müssen die bisherigen Methoden, die in erster Linie auf die qualitative Klarlegung der Vorgänge gerichtet waren, nach der quantitativen Seite fortentwickelt werden. Es sind gleichzeitig sorgfältige Messungen der auftretenden Kräfte vorzunehmen, so daß wir nicht nur in der Lage sind, den Einfluß einer Formänderung der festen Körper auf den Gang der Strömungen festzustellen, sondern auch anzugeben, welche Variation im System der Kräfte damit verbunden ist.

Die Einrichtungen meines Laboratoriums, dessen Fortexistenz noch dazu jetzt aus Mangel an Mitteln sehr ernstlich in Frage gestellt ist, sind bei weitem nicht ausreichend für die Ausführung der notwendigen quantitativen Arbeiten. Meine Versuchsrinne ist für messende Versuche leider zu kurz, da die empfindlichen Meßinstrumente auf der geringen Fahrstrecke den Gleichgewichtszustand nicht erreichen können.

M. H.! Unsere Zeit, die mit allen Mitteln die weitere Beschleunigung des internationalen ozeanischen Verkehrs anstrebt, die das Problem der Fortbewegung durch die Luft wie durch die Tiefen des Wassers mit so großer Energie und so vielversprechendem Erfolge in Angriff genommen hat, drängt mehr denn je nach einer gründlichen Aufhellung der zahlreichen, damit auf das engste verbundenen hydrodynamischen und aerodynamischen Fragen und erwartet von der Wissenschaft eine rationelle und praktisch zuverlässige Theorie des Widerstandes der natürlichen Medien, Wasser und Luft. Zu diesem Ziele ist die Schaffung eines mit allen erforderlichen Hilfsmitteln ausgerüsteten großen Laboratoriums eine unbedingte und nicht länger aufzuschiebende Vorbedingung. Für diese meine tiefe Überzeugung hoffe ich Ihnen durch meine heutigen Ausführungen hinreichende Beweise gegeben zu haben. Es würde mich freuen, wenn die Physikalische Gesellschaft in Göttingen den einleitenden Schritten, welche ich zur Begründung eines solchen Instituts in Hamburg getan habe, ihre moralische Unterstützung nicht versagen wollte.

(Eingegangen 14. Februar 1910.)

BESPRECHUNGEN.

Wilh. Foerster, Über Zeitmessung und Zeitregelung. (Wissen und Können, Sammlung von Einzelschriften aus reiner und angewandter Wissenschaft, herausgegeben von B. Weinstein. Band 9.) kl. 8. 114 S. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1909. M. 3.—

Nach einer kurzen, philosophische Betrachtungen über Zeit und Maß enthaltenden Einleitung gibt der Verf. in den Kapiteln II—IV eine Übersicht über die historische Entstehung und die Bedeutung der chronologischen Maßeinheiten im weitesten Sinne, wobei auch die eventuelle Ersetzung des Duodezimalsystems durch ein Dezimalsystem in der Tageseinteilung besprochen und die Geschichte der Chronometrie kurz gestreift wird. In den Kapiteln V und VI wird sehr ausführlich auf die Störungsursachen eingegangen, denen unsere Pendeluhren und Chronometer ausgesetzt sind, auch z. B. auf die seismischen und erdmagnetischen Beeinflussungen der Pendelschwingungen. Bei der Besprechung der Versuche, Isochronismus der Pendelschwingungen bei veränderlicher Amplitude zu erzielen, vermißt Ref. den Hinweis auf die erfolgreichen Versuche von Laugier und Winnerl, durch Wahl einer passenden Aufhängefeder praktisch ausreichenden Isochronismus innerhalb gewisser Grenzen zu erreichen, wovon z. B. Kessels mit bestem Erfolge Gebrauch gemacht

hat. Sehr ausführlich werden in Kapitel VII die öffentlichen Zeitdiensteinrichtungen besprochen, wobei Verf. als intellektueller Begründer der Berliner Gesellschaft Normalzeit freilich auf Seite 95 ein wohl nicht ganz unparteiisches Urteil über elektromagnetische Zifferblattsysteme von großer Ausdehnung fällt. Im Schlußkapitel gibt Verf. interessante Ausblicke auf künftige Erweiterungen und Vervollkommnungen der Zeitaussteilung mit Hinzuziehung der drahtlosen Telegraphie, auf die von einer weiteren Steigerung der Genauigkeit der Zeitmessung zu erwartenden Aufschlüsse über die Konstanz der Erdrotation, der Intensität der Schwerkraft usw.

Den Herausgeber oder den Verleger möchte Ref. noch darauf aufmerksam machen, daß in den Formeln (z. B. S. 67 unten) das kleine lateinische *l* gar zu leicht als 1 gelesen werden könnte. B. Wanach.

Koppe-Husmanns Lehrbuch der Physik mit Einschluß der Chemie und mathematischen Geographie. 33. Auflage des ursprünglichen Werkes. Ausgabe B in zwei Lehrgängen. I. Teil: Lehrgang für die Unterstufe der höheren Lehranstalten. 10. Auflage. gr. 8. VIII u. 266 S. mit 238 Holzschnitten im Text und 1 farbigen Sternkarte. Essen, G. D. Baedeker. 1909. Gebunden M. 2.20

Koppe-Husmanns Lehrbuch der Physik mit Einschluß der Chemie und mathematischen Geographie. (28. Auflage des ursprünglichen Werkes.) Ausgabe B in zwei Lehrgängen. II. Teil: Lehrgang für die Oberstufe. (Größere Ausgabe.) 7. Auflage v. K. Knops. gr. 8. VIII u. 440 S. mit 354 Holzschnitten im Text, 1 mehrfarbigen Tafel der Spektren verschiedener Elemente und Himmelskörper und 1 farbigen Sternkarte. Essen, G. D. Baedeker. 1909. M. 5.20

Der I. Band des wohlbekannten Lehrbuches der Physik ist, abgesehen von einer Reihe von Verbesserungen in bezug auf den Ausdruck und die Ausmerzung von überflüssigen Fremdwörtern, ein unveränderter Abdruck der 9. Auflage.

Im II. Band sind von K. Knops eine große Reihe von Veränderungen vorgenommen und 28 neue Figuren eingeführt worden. So wurden z. B. in der Elektrizitätslehre die Abschnitte über Induktion und Kraftlinien umgearbeitet, desgleichen in der Optik die Kapitel über Polarisation und doppelte Brechung. In der Wärmelehre wurden die Wärmekraftmaschinen in einem besonderen Kapitel zusammengefaßt und durch Hinzufügung des Gasmotors vervollständigt. In der hier vorliegenden Neuauflage würde Referent nur wenig auszusetzen haben; durchaus reformbedürftig erscheint ihm allerdings das Kapitel „Radioaktive Substanzen", das verschiedene sachliche Unrichtigkeiten enthält.

R. Lucas.

L. Tesar, Die Mechanik. Eine Einführung mit einem metaphysischen Nachwort. 220 Seiten mit 111 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. M. 3.20, gebunden M. 4.—

Das vorliegende Buch bietet nach mancher Richtung Neues und Interessantes, — eine Einführung, die aber nicht für Anfänger, sondern für reifere Schüler, die jüngeren Semester der Hochschule und nicht zum mindesten für die Fachkollegen des Verfassers gedacht ist. Es werden nur einfache, dem Verständnis leicht zugängliche Probleme behandelt und zwar in einer außerordentlich klaren und erschöpfenden Weise. Durch fortwährende Anlehnung an wirkliche Verhältnisse wird einer Ermüdung des Lesers vorgebeugt; die mechanischen Sätze werden ausgiebig an wirklichen Vorgängen erläutert, wie sie sich in der Bestimmung von Geschoßgeschwindigkeiten, den Aufgaben über Balkenbiegung, Fachwerke und einfache Maschinen bieten. Die Prinzipien der Erhaltung und Zerstreuung der Energie werden eingehend besprochen und gewürdigt. Besondere Abschnitte sind der schwingenden Bewegung und der Relativbewegung gewidmet, in welch letzterem das Foucaultsche Pendel, die Verfolgungskurve und die Vorgänge in Kreiselpumpen als Beispiele dienen; auch auf die Kreiselbewegung und die Polschwankungen der Erde geht der Verfasser ein. — Das Buch bietet nicht nur eine bloße Beschreibung der Vorgänge, es wird vielmehr versucht, auch eine Erklärung derselben zu geben, wobei der Verfasser nicht davor zurückschreckt, ins metaphysische Gebiet hinüberzugreifen, doch sind durchweg die physikalischen und metaphysischen Begriffe streng geschieden. Dem metaphysischen Begriff der Kraft stellt der Verfasser den physikalischen der Kraftäußerung, die in Beschleunigung, bzw. Zug oder Druck erscheint, gegenüber. Er unterscheidet die nur den logischen Gesetzen unterstellte Bewegungslehre (Phoronomie) von der eigentlichen Mechanik, in der „das Reale, das Wirkliche" hinzutritt. In der Ansicht über das Wesen dieses „Wirklichen" bekämpft er im Nachwort die energetische Auffassungsweise Ostwalds und die erkenntnistheoretische Machs und schließt sich den Ideen Eduard v. Hartmanns an, den er „den tiefsten Denker der Deutschen in den letzten Jahrzehnten" nennt. Zitate aus Hartmanns Werken sind im ganzen Buch zerstreut. Der Verfasser verzichtet auf alle mathematischen Vorkenntnisse seiner Leser und erläutert in einem kurzen mathematischen Anhang die wenigen vorkommenden Rechenoperationen. Für Vorgeschrittenere sind zwischengeschobene kleingedruckte Teile vorgesehen, welche die Anwendung der Differential- und Integralrechnung auf mechanische Probleme verdeutlichen. — Ein Sach- und Namenregister erleichtert die Benutzung des Buches, welches nach allem Vorhergesagtem wohl geeignet ist, das Interesse der Fachkreise wach zu rufen.

Zum Schluß sei noch auf einen Druckfehler hingewiesen: auf Seite 115, dritte Zeile von unten soll es $k\frac{bh^2}{6}$ an Stelle von $K \cdot \frac{bh^2}{6}$ heißen. R. Plank.

F. Rost, Flugapparate. (Bibliothek der gesamten Technik. 112. Band.) 16. 64 S. mit 31 Abbildungen. Hannover, Dr. M. Jänecke. 1909. M. 1.20, gebunden M. 1.60

Der theoretische Teil des Buches enthält verschiedene Irrtümer und unhaltbare Anschauungen, besonders der Abschnitt, der die Wirkung der Luft auf Tragflächen behandelt. Besser ist der beschreibende Teil. In diesem gibt der Verfasser Beschreibungen der verschiedenen Typen von Flugapparaten, erläutert durch Abbildungen und Angaben von Konstruktionseinzelheiten, Gewichten usw., und zum Vergleich damit ebenfalls ganz instruktive Angaben über die Haupttypen der Motorluftschiffe. Den Anhang bildet eine

Tabelle über Windgeschwindigkeiten und ihnen entsprechende Winddrücke in Kilogramm pro Quadratmeter entgegenstehender Fläche. G. Fuhrmann.

Alfred Reichelt, Die Prüfung der Konstruktionsstoffe für den Maschinenbau. Kurzgefaßtes Handbuch für den praktischen Gebrauch. (Bibliothek der gesamten Technik. 110. Band.) 16. X u. 223 S. mit 99 Abbildungen im Text. Hannover, Dr. M. Jänecke. 1909. M. 3.40, gebunden M. 3.80

Das Werk soll nach Absicht des Verfassers ein Handbuch für den praktischen Gebrauch bilden, diesen Zweck erreicht es auch in vollem Maße, denn der Verfasser behandelt nicht nur eingehend das umfangreiche Gebiet des Materialprüfungswesens, soweit es für den Maschinenbau in Frage kommt, sondern gibt auch aus seinen Erfahrungen beim Kgl. Materialprüfungsamte zahlreiche praktische Winke für die Ausführung von Materialprüfungsversuchen. Der Verfasser bespricht zunächst die verschiedenen Arten der Beanspruchung, wie sie bei einem Material auftreten können (Zug, Druck, Knickung, Biegung, Verdrehung, Abscherung), und sodann im einzelnen die Ermittlung der Festigkeitseigenschaften unter diesen verschiedenen Beanspruchungen. Dabei legt er, was für den Praktiker von besonderer Bedeutung ist, großen Wert auf genaue Beschreibung der Versuchsanordnung und gibt auch Beispiele von aufgenommenen Versuchsprotokollen. Weiter werden dann eingehend die verschiedenen Typen der Materialprüfungsmaschinen und die Methoden, nach denen bei ihnen die Messung der Kräfte und Formänderungen erfolgt, besprochen, ebenso die technologischen Proben, bei denen es nicht auf genaue Untersuchung des Formänderungsvorganges ankommt, sondern nur auf die Feststellung, ob ein Material einer gewissen technischen Beanspruchung gewachsen ist oder nicht, und die metallographischen Untersuchungsmethoden. Dann folgt eine Zusammenstellung über die Haupteigenschaften der verschiedenen Metalle und Metallegierungen und Prüfung derselben und zum Schluß ein Abschnitt über die Untersuchung von Konstruktionselementen des Maschinenbaues und von Schmiermitteln. G. Fuhrmann.

F. Neesen, Hörbare, sichtbare, elektrische und Röntgen-Strahlen. (Wissenschaft und Bildung. 43. Band.) 8. 132 S. Leipzig, Quelle & Meyer. 1909. M. 1,—, gebunden M. 1,25

Die Blätter enthalten den Inhalt dessen, was der Verfasser vor einigen Jahren in einem Vortragszyklus in den Berliner Hochschulkursen zusammengestellt hat. Das große Gebiet der Strahlen erfährt hier eine gedrängte, aber stets im besten Sinne gemeinverständliche Darstellung. R. Lucas.

Abraham, M., Elektromagnetische Theorie der Strahlung. 2. Auflage. (Theorie der Elektrizität. II. Band.) gr. 8. XII u. 404 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1908. Gebunden M. 10.—

Die zweite Auflage des Abrahamschen Werkes unterscheidet sich im zweiten Bande hauptsächlich dadurch von der ersten, daß die mit dem Relativitätsprinzip in Zusammenhang stehenden Fragen einer Diskussion unterzogen sind. Bemerkenswert und auffällig ist dabei die große Zurückhaltung, die der Autor den Folgerungen des genannten Prinzipes gegenüber wahren zu müssen geglaubt hat. Es mag dies damit zusammenhängen, daß die neue Auflage insofern in einem ungünstigen Augenblick erschien, als die Buchererschen Versuche, durch die die Theorie des Abrahamschen starren Elektrons widerlegt wird, erst kurz nachher publiziert wurden. Dementsprechend steht auch in diesem Bande die Theorie des starren Elektrons im Vordergrunde. Cl. Schaefer.

Berichtigungen.

In der Arbeit über die Detektoren von K. Bangert, diese Zeitschr. 11, 124, 1910, sind Fig. 1 und Fig. 2 zu vertauschen.

In der Arbeit des Herrn Lucio Gabelli, diese Zeitschr. 11, Heft 4, S. 117, Sp. 2, ist in der letzten Zeile der Fußnote 2 statt „termica“ zu lesen „termico“.

Bemerkung zu der Arbeit „Über das Auftreten gekrümmter Spektrallinien im Funkenspektrum des Wismuts“ von Heinrich Rausch v. Traubenberg, diese Zeitschr. 11, 105, 1910. Da die Reproduktion der Spektrogramme undeutlich geworden und die Krümmung der Linien kaum zu erkennen ist, ist die Figur auf Tafel VII nochmals wiedergegeben. Der Verfasser ist außerdem bereit, Interessenten Originalkopien oder die Originalplatten einzusenden.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Richard Leiser für Physikalische Chemie und Elektrochemie, an der Universität Breslau Dr. Walter Schnee für Mathematik.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Universität Freiburg (Schweiz) Dr. Albert Gockel zum ord. Professor der Elektrochemie, Photochemie und Astronomie ebenda, der Privatdozent an der Universität Göttingen Dr. Ernst Zermelo zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Zürich, E. E. Fournier d'Albe zum Assistant lecturer für Physik an der Universität Birmingham, Dr. E. Nihoul zum a. o. Professor für Technische Chemie an der Universität Lüttich.

Verliehen: Dem Privatdozenten für Chemie an der Universität Bonn Dr. Konrad Laar, dem Privatdozent für Theorie der Eisenhüttenkunde an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Rudolf Ruer und den Privatdozenten für Chemie an der Universität Freiburg Dr. Ernst Riesenfeld und Dr. Max Trautz der Titel Professor, den a. o. Professoren an der Universität Jena Dr. Felix Auerbach (Physik), Dr. Ludwig Wolff (Chemie), und Dr. Otto Knopf (Astronomie) der Titel Hofrat, dem Professor der Chemie an der Universität Bologna Dr. Giacomo Ciamician die Würde eines Senators des Königreichs Italien.

In den Ruhestand: Der Professor der Chemie an der Universität von Kalifornien Dr. J. C. Hartzell, der Professor für Industrielle Chemie an der Technischen Fakultät der Universität Lüttich Dr. J. Krutwig, der Professor der Chemie an der Columbia Universität in New York Dr. Charles F. Chandler (für 1911, bis dahin beurlaubt).

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

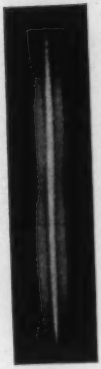


Fig. I.

Fig. II.

Fig. III.

Fig. IV.

Fig. V.

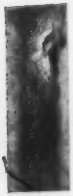


Fig. VI.

OBERLIN COLLEGE LIBRARY

J. Stark, Zur experimentellen Entscheidung zwischen Lichtquantenhypothese und Ätherwellentheorie. II. Sichtbares und ultraviolettes Spektrum.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

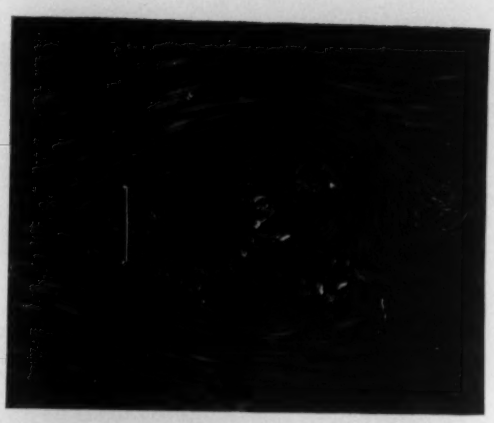


Fig. 1. Strömungen an einer eingetauchten, rechtwinklig zum Strome stehenden Platte.

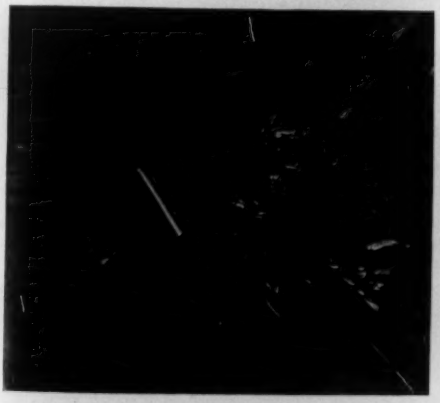


Fig. 2. Strömungen an einer schrägen Platte.

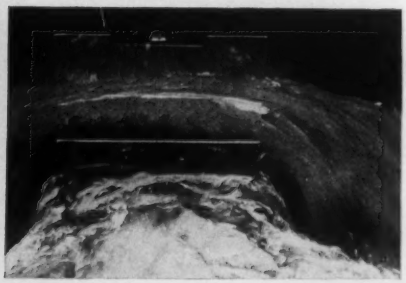


Fig. 4. Stereoskopische Ansicht der Stauung an einer querstehenden Glasplatte.

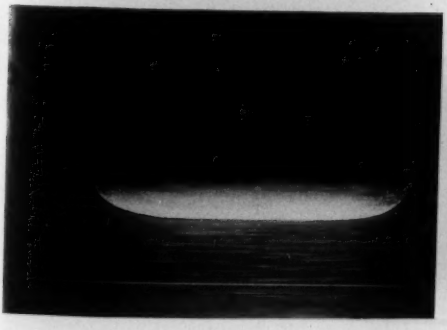


Fig. 8. Stromlinien an einem zylindrischen, an beiden Enden abgerundeten Modell eines Luftschiffs. Wirbelung am Hinterende.

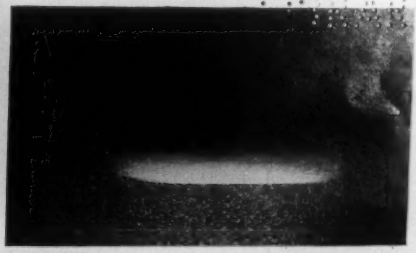


Fig. 9. Kraftlinien desselben Modells wie in Fig. 8.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

Fig. 5. Reibungserscheinungen an einer einseitig mit Seepocken bedeckten Planke. Vorderende. Stromlinien.

Fig. 6. Kraftlinien zu Fig. 4. Die Fahrgeschwindigkeit ist unter dem in der Reproduktion undeutlichen weißen Millimetermaßstab durch 1 : 10 Sekunden Funkenintervalle registriert.

Fig. 7. Kraftlinien an einem im tiefen Wasser fahrenden Boote, von der Seite gesehen.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY

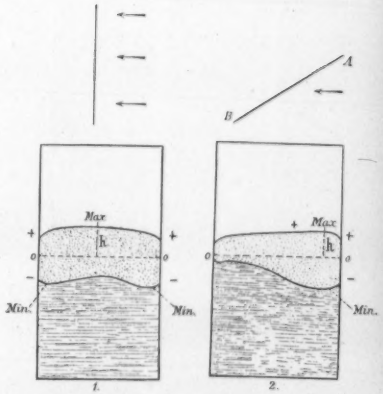


Fig. 3. Staubilder: 1. an einer Querplatte, 2. an einer schrägen Platte. Die punktierte „Staufläche" wird oben durch die positive Staulinie der vorderen Plattenseite, unten durch die negative der Rückseite begrenzt.

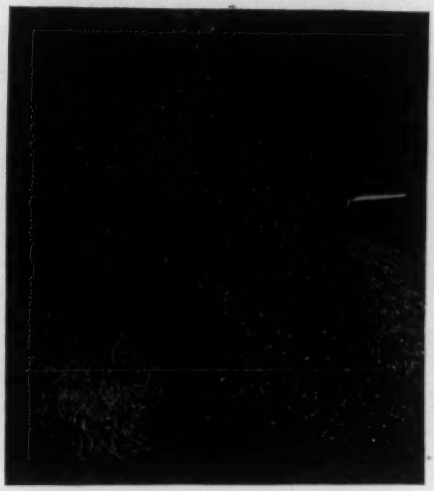


Fig. 12. Strömungen an einer Schiffsschraube nach etwa vier Umdrehungen.

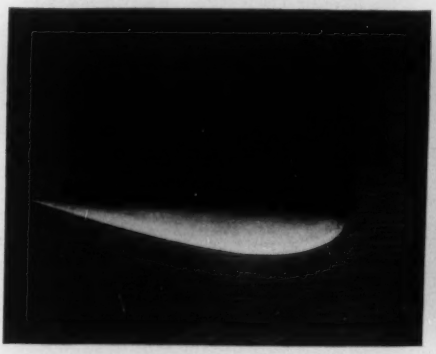
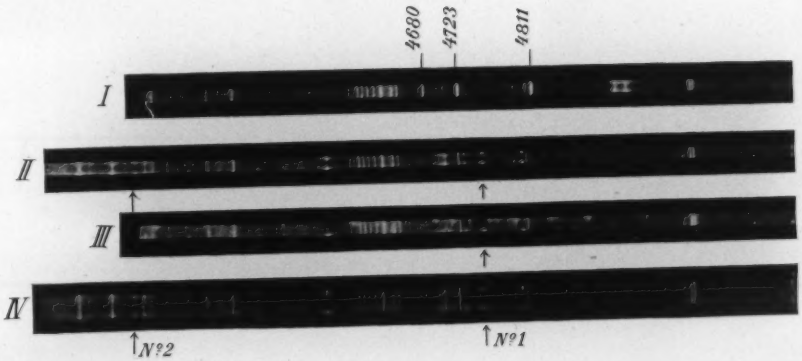


Fig. 10. Wirbelfreie Stromlinien an einem hinten schlank auslaufenden Luftschiffmodell.

Fig. 11. Kraftlinien des Modells Fig. 10.

LIBRARY

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY



OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY

H. Rausch von Traubenberg, Gekrümmte Spektrallinien im Funkenspektrum des Wismuts.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.